This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

PAA
Journal

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS,
10589 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER.

DEUXIÈME SÉRIE.

TOME QUATRIÈME. — ANNÉE 1885.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
40, RUE D'ULM, 40.

1885

20052.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

CONSTRUCTION D'ÉTALONS PROTOTYPES DE L'OHM LÉGAL;

PAR M. J.-R. BENOIT.

Après la décision de la Conférence internationale de 1884, qui a fixé la valeur de l'*ohm légal,* M. le Ministre des Postes et Télégraphes m'a fait l'honneur de me demander de construire, pour son Administration, quelques étalons mercuriels représentatifs de cette nouvelle unité. Je me trouvais préparé à accepter cette mission par la part de collaboration que j'avais prise à la recherche plus générale sur l'unité de résistance, à laquelle M. Mascart avait bien voulu m'associer avec M. de Nerville, et dont un compte rendu résumé a été donné dans ce journal (¹).

Le travail dont je vais parler a été exécuté, dans des conditions particulièrement favorables, au Bureau international des Poids et Mesures; grâce à la bienveillante autorisation du Comité international, qui a la haute direction de cet établissement, j'ai pu mettre à contribution, pour le faire, les ressources qui s'y trouvaient réunies entre mes mains; j'ai eu ainsi à ma disposition, non seulement une collection d'appareils de précision de premier ordre, mais en outre des termes de comparaison, pour les mesures de longueur

(¹) *Journal de Physique,* 2e série, t. III, p. 230.

et de poids, bien étudiés et exactement définis par rapport aux prototypes fondamentaux. J'ai profité de cette circonstance pour essayer d'atteindre, dans toutes les parties de cette étude, les dernières limites d'exactitude compatibles avec la nature de la question.

Pour calculer la résistance d'une colonne mercurielle, il faut connaître : 1° la forme intérieure du tube de verre qui la contient et qui n'est jamais cylindrique, 2° sa capacité, 3° sa longueur. Voici comment je fais entrer ces trois éléments dans le calcul de la résistance.

Si, sur un tube de verre bien choisi, dont le calibre varie peu et assez régulièrement, on trace une division en parties d'égales longueurs, les capacités intérieures peuvent être exprimées par les divisions de cette échelle, à de petites corrections près, corrections qui varient de trait en trait d'une manière continue, et qu'on peut déterminer par un calibrage. Ainsi, a et b représentant deux divisions quelconques de l'échelle, x_a et x_b leurs corrections, $v_{(a,b)}$ la capacité comprise entre a et b et v la capacité quelconque prise pour unité (qui sera, par exemple, la capacité moyenne à zéro d'une division de l'échelle entière), on a, par définition,

$$(1) \qquad v_{(a,b)} = v[(b + x_b) - (a + x_a)] = v(b - a + x_b - x_a).$$

Soit l la valeur linéaire, à zéro, d'une division de l'échelle; la longueur de l'intervalle compris entre a et b est $l(b-a)$. Désignons par $s_{(a,b)}$ la section du tube, supposé cylindrique, dans cet intervalle; on a

$$v_{(a,b)} = l(b - a)s_{(a,b)};$$

d'où

$$s_{(a,b)} = \frac{v(b - a + x_b - x_a)}{l(b - a)}.$$

D'autre part, si r est la résistance d'une colonne de mercure ayant l'unité de longueur sur l'unité de section, la résistance de la colonne comprise entre a et b est

$$R_{(a,b)} = r\,\frac{l(b-a)}{s_{(a,b)}} = r\,\frac{l^2(b-a)^2}{v(b - a + x_b - x_a)}.$$

La résistance de la portion du tube comprise entre les divisions b et c serait donnée par une relation semblable, et la résistance

totale du tube entre deux divisions extrêmes a et n est la somme de tous les termes analogues :

$$R_\tau = r\frac{l^2}{v}\left[\frac{(b-a)^2}{b-a+x_b-x_a}+\frac{(c-b)^2}{c-b+x_c-x_b}+\ldots+\frac{(n-m)^2}{n-m+x_n-x_m}\right].$$

Enfin, dans l'application, on simplifie le calcul de la formule précédente, en prenant, quelle que soit la longueur du tube, les points $a, b, c, \ldots, m$ équidistants, le point n pouvant d'ailleurs être quelconque ; on a alors

$$b-a=c-b=\ldots=C;$$

par suite, la résistance totale entre a et n est

$$R_\tau = r\frac{l^2}{v}\left[\left(\frac{1}{C+x_b-x_a}+\frac{1}{C+x_c-x_b}+\ldots\right)C^2+\frac{(n-m)^2}{n-m+x_n-x_m}\right].$$

La valeur de R_τ est évidemment obtenue avec une exactitude d'autant plus grande qu'on prend les points $a, b, c, \ldots$ plus voisins les uns des autres, c'est-à-dire qu'on se rapproche davantage de la condition supposée plus haut de la cylindricité du tube entre deux points consécutifs.

Pour introduire la colonne mercurielle dans un circuit, on établit les communications au moyen de larges flacons pleins de mercure, dans lesquels on fait pénétrer les extrémités du tube par une tubulure latérale. Ce mode de connexion introduit une résistance additionnelle particulière dont il faut tenir compte. Cette résistance d'entrée ou de communication s'obtient en ajoutant à la longueur du tube une quantité égale à 0,82 de son diamètre. Le coefficient 0,82, déduit par lord Rayleigh d'idées théoriques, s'est trouvé vérifié d'une manière presque parfaite par des expériences faites avec MM. Mascart et de Nerville et dont nous avons rendu compte. Si l'on appelle ρ cette résistance additionnelle pour les deux extrémités du tube, la résistance de l'étalon, supposé limité aux points a et n et introduit dans un circuit par l'intermédiaire de ces flacons de communication, est finalement

$$(2)\quad R = r\frac{l^2}{v}\left[\left(\frac{1}{C+x_b-x_a}+\frac{1}{C+x_c-x_b}+\ldots\right)C^2+\frac{(n-m)^2}{n-m+x_n-x_m}\right]+\rho.$$

Si l'on suppose le tube d'abord trop long et étudié sur une longueur un peu supérieure à celle qui serait nécessaire pour re-

présenter l'ohm légal (ce dont il est facile de s'assurer par quelques mesures préliminaires approximatives), on pourra disposer des quantités a et n, de manière à rendre le deuxième membre égal à 1, c'est-à-dire qu'on pourra déterminer par le calcul les deux points auxquels le tube devra être coupé pour que l'étalon qu'il formera ait *exactement* la valeur de l'unité. Il restera ensuite à réaliser matériellement cette condition, aussi exactement que possible.

Les tubes que j'ai employés, au nombre de quatre, avaient la grosseur d'une tige thermométrique ordinaire, une longueur de $1^{m},20$ et une section intérieure voisine de 1^{mmq}. Les n°s 1 et 2 étaient en verre vert, dur, peu fusible; les n°s 3 et 4 en cristal à base de plomb. Sur ces tubes, préalablement dressés, on a tracé une division millimétrique sur une longueur de $1^{m},05$. Ils étaient ainsi préparés depuis quatorze mois environ lorsque j'en ai commencé l'étude.

Calibrage. — Pour faire le calibrage, on a mis en œuvre les méthodes, aujourd'hui très perfectionnées, qui sont appliquées au Bureau international des Poids et Mesures dans l'étude des thermomètres fondamentaux. Les corrections de calibre ont été déterminées entre les divisions 0 et 1050, de 50 en 50 divisions (c'est-à-dire de $0^{m},05$ en $0^{m},05$), au moyen de vingt colonnes de mercure successivement introduites dans le tube et dont les longueurs étaient respectivement de 50^{mm}, 100^{mm}, 150^{mm}, ..., 950^{mm}, 1000^{mm}, à peu près. Le tube étant placé horizontalement sur un banc à calibrer, muni de deux lunettes, on mesurait les longueurs de ces colonnes par la division même tracée sur le tube, dans ses différentes parties, en les déplaçant progressivement de 50 en 50 divisions. Les observations étaient faites deux fois, en marchant d'abord de la gauche vers la droite, puis de la droite vers la gauche, de manière à éliminer l'influence possible des variations de la température ambiante. Les lectures faites sur les extrémités des colonnes, toujours dans le voisinage des *points principaux* 0, 50, 100, ..., 1000, 1050, conduisent, outre les corrections de ces points, à des équations de condition qui dérivent immédiatement de l'expression (1) ci-dessus et permettent de calculer ces corrections [1] : ce calcul

---

[1] *Voir*, sur ce sujet, dans les *Travaux et Mémoires du Bureau interna-*

doit être fait en deux approximations successives. Il conduit à la formation d'une Table qui donne les corrections de calibre de l'échelle, de 50 en 50 divisions. Voici les résultats ainsi obtenus pour les quatre tubes :

Division de l'échelle.	Corrections de calibres.			
	Tube n° 1.	Tube n° 2.	Tube n° 3.	Tube n° 4.
d	d	d	d	d
0	0,000	0,000	0,000	0,000
50	+ 3,256	—0,272	+2,239	—0,882
100	+ 6,297	—0,601	+3,616	—2,213
150	+ 8,736	—0,428	+4,715	—3,327
200	+10,888	+0,241	+6,069	—4,212
250	+12,048	+0,428	+7,454	—4,932
300	+12,048	—0,260	+8,499	—5,766
350	+10,727	—0,080	+9,263	—6,460
400	+ 8,961	—0,956	+9,552	—6,616
450	+ 6,918	—2,178	+9,218	—6,096
500	+ 4,636	—3,229	+ 8,391	—4,724
550	+ 2,577	—3,330	+7,490	—3,216
600	+ 0,788	—3,297	+6,574	—1,832
650	— 1,047	—3,772	+5,814	—0,806
700	— 1,884	—3,779	+5,651	—0,190
750	— 1,909	—3,342	+5,402	+0,124
800	— 1,019	—3,231	+4,630	+0,183
850	— 0,191	—3,219	+4,006	+0,441
900	+ 0,545	—2,692	+2,843	+0,330
950	+ 0,831	—1,812	+1,524	+0,259
1000	+ 0,331	—0,911	+0,331	+0,239
1050	0,000	0,000	0,000	0,000

A ce calibrage principal on a ajouté deux calibrages complémentaires plus serrés de 10 en 10 divisions, pour le premier et le dernier décimètre de chacune des échelles. Les corrections des parties des échelles voisines de leurs extrémités jouent en effet un rôle spécial et ont une importance particulière, d'abord pour le calcul de la résistance R, comme on peut s'en rendre compte en considérant l'expression (2) ci-dessus; et en second lieu parce

---

tional des Poids et Mesures, t. II (Gauthier-Villars, 1883), le travail intitulé : *Mesures de dilatation et comparaisons des Règles métriques*, par J.-René Benoit. Dans ce Travail, j'ai exposé *in extenso* la méthode de calibrage que j'ai appliquée dans l'étude actuelle.

qu'elles servent au calcul des volumes des colonnes qui, ainsi qu'on va le voir, sont employées au jaugeage des tubes. Ces corrections doivent donc être connues avec toute l'exactitude possible; on n'a pas voulu se fier à une interpolation, qui peut quelquefois conduire, dans un intervalle de $0^m,05$, à des résultats sensiblement erronés. Il ne me paraît pas utile de reproduire ici les résultats de ces calibrages complémentaires, lesquels d'ailleurs ont, dans le cas actuel, très peu différé de ceux qu'eût fournis l'interpolation.

Jaugeage. — Pour déterminer la valeur v de la capacité unité, on introduisait dans le tube une colonne de mercure de 950^{mm} à 1000^{mm} de longueur. On le plaçait sur l'appareil à calibrer et on le couvrait d'une couche épaisse de glace finement râpée; on attendait un temps suffisant pour que le tube et le mercure eussent pris la température de zéro; puis, au moyen des lunettes, on mesurait la longueur de la colonne, en la déplaçant de quelques centimètres dans vingt positions différentes, en ayant soin de ne découvrir jamais que la quantité strictement nécessaire pour faire les lectures. En appliquant à ces lectures les corrections de calibre précédemment déterminées, on devait obtenir 20 valeurs égales ou très voisines, représentant le nombre de divisions moyennes correspondant au volume de la colonne, c'est-à-dire ce volume exprimé en fonctions de v, à zéro. On admettait la moyenne de ces 20 valeurs.

Ces mesures présentent une certaine difficulté, à cause de la forme convexe des extrémités de la colonne mercurielle. Pour en tenir compte, on faisait, à chaque bout, deux lectures, l'une correspondant au sommet du ménisque, l'autre à sa base, et l'on en prenait la moyenne. Mais cette moyenne ne représente pas exactement la lecture que l'on aurait obtenue si la surface du mercure avait été plane et exige une légère correction. Il résulte de considérations géométriques très simples que cette correction, égale à la différence entre le volume du segment sphérique et celui de même base et de hauteur moitié moindre, est donnée en divisions de l'échelle par l'expression

$$C = \frac{\rho}{l}\left(\frac{2 - 3\sin\theta + \sin^3\theta}{3\cos^3\theta} - \frac{1}{2}\,\frac{1 - \sin\theta}{\cos\theta}\right),$$

où ρ est le rayon du tube, l la valeur linéaire d'une division et θ

l'angle de raccordement du mercure sur le verre. Avec $l = 1^{mm}$ et $\theta = 42°$, on a

$$C = +0,0149\,\rho.$$

Cette correction devant être appliquée aux deux extrémités de la colonne, la correction totale est double. Pour nos quatre tubes, qui ont sensiblement le même diamètre, cette correction totale est de $+0^{d},016$.

Le volume de la colonne ainsi mesurée, on vidait le tube dans une petite capsule de verre, dont on pesait le contenu. Les pesées ont été faites au moyen d'une des balances de précision du Bureau et d'une boîte de poids en platine rhodié, appartenant à M. le Dr Broch, et qui a été étalonnée. La position d'équilibre de la balance était déterminée par la mesure de cinq élongations successives de son aiguille; sa sensibilité, mesurée par une tare spéciale à chaque nouvelle opération, permettait d'apprécier $\frac{1}{20}$ de milligramme au moins. Les pesées ont été réduites suivant les règles ordinaires et en tenant compte des corrections, très petites d'ailleurs, des poids employés. Comme contrôle et pour varier autant que possible les conditions des observations, on a répété ces opérations pour chacun des tubes avec cinq colonnes de mercure de longueurs un peu différentes.

Voici les résultats obtenus; la dernière colonne de chaque Tableau donne le poids p de mercure correspondant, à zéro, à la capacité v, déduit de chaque expérience.

Colonne.	Volume.	Poids.	p.
	Tube n° 1.		
	d	gr	mgr
1.....	989,390	12,45282	12,58636
2.....	970,229	12,21119	12,58588
3.....	950,341	11,96141	12,58644
4.....	1001,460	12,60484	12,58646
5.....	1009,193	12,70242	12,58671
		Moy....	12,58637
	Tube n° 2.		
1.....	992,225	12,12630	12,22132
2.....	981,918	12,00045	12,22143
3.....	954,244	11,66244	12,22165
4.....	985,580	12,04496	12,22119
5.....	1001,387	12,23858	12,22163
		Moy....	12,22144

Colonne.	Volume.	Poids.	p.
	Tube n° 3.		
	d	gr	mgr
1	997,600	12,87293	12,90390
2	960,521	12,39386	12,90327
3	967,307	12,48174	12,90360
4	984,457	12,70288	12,90344
5	1004,043	12,95611	12,90394
		Moy....	12,90363
	Tube n° 4.		
	d	gr	mgr
1	1011,238	12,89778	12,75445
2	998,901	12,74027	12,75429
3	961,494	12,26287	12,75397
4	988,900	12,61204	12,75361
5	973,988	12,42221	12,75397
		Moy....	12,75406

Le poids p une fois connu, le volume v d'une division moyenne à zéro s'en déduit immédiatement; on a adopté pour la densité du mercure à zéro la valeur 13,5956, qui résulte des expériences faites récemment, au Bureau international des Poids et Mesures, par M. Marek (¹). On obtient, pour les quatre tubes :

Tube.	v.
N°	mm³
1	0,925768
2	0,898927
3	0,949103
4	0,938102

Mesures de longueur. — Les mesures de longueur ont été faites au moyen du *Comparateur universel* du Bureau international; on a commencé par s'assurer, par une étude approximative des divisions tracées sur les tubes, qu'elles ne contenaient pas d'erreurs importantes et qu'on pouvait admettre pour l une valeur constante pour toute l'étendue de chaque échelle. On a ensuite déterminé l par des comparaisons avec la *Règle normale* du

(¹) *Travaux et Mémoires du Bureau internationnal des Poids et Mesures*, t. III.

Bureau, règle divisée en millimètres dans toute sa longueur et qui a été antérieurement complètement étudiée. Douze séries de comparaisons faites pour chacun des tubes, en partant de deux intervalles de longueurs différentes, ont donné, après réductions à zéro, des résultats très concordants, dont voici les moyennes :

Tubes.	l.
N°	mm
1	1,000076
2	1,000114
3	1,000044
4	1,000064

Les déterminations précédentes étant terminées, on peut calculer, par la formule (2), la résistance d'une portion de tube comprise entre deux divisions quelconques. Il est utile de savoir jusqu'à quel point il convient de pousser, dans ce calcul, la subdivision du tube pour arriver à une approximation suffisante. On a, à cet effet, calculé la résistance du tube n° 1 (le plus défectueux des quatre) entre les divisions 0 et 1050, en le subdivisant successivement en fractions de plus en plus petites. On a trouvé ainsi que la subdivision en 21 parties, c'est-à-dire en segments de 50 divisions, subdivision qui est celle qui a été adoptée pour le calibrage, donne déjà la résistance *vraie* de la colonne avec une exactitude de $\frac{1}{100000}$: en poussant plus loin la subdivision, on ne modifie plus le résultat que de quelques millionièmes. On pouvait donc faire servir directement les corrections de calibre inscrites dans les Tables ci-dessus au calcul de la résistance.

On a alors calculé, par approximations successives, quelle était la longueur qu'il fallait donner à chacun des tubes, à partir de la division zéro, pour en faire des étalons exacts de l'ohm légal. On les a coupés et rodés en s'efforçant de faire passer les sections extrêmes aussi exactement que possible par les points ainsi déterminés. Pour y arriver, on a procédé, en s'aidant de moyens de contrôle sur lesquels je ne puis m'étendre, par des retouches successives, faites avec de minutieuses précautions, et alternant avec des comparaisons faites au comparateur universel avec la règle étalon. Il est bon de remarquer qu'une *petite* erreur, commise sur la valeur *absolue* des deux divisions extrêmes, n'aurait aucune influence, pourvu que leur différence soit exactement connue. La

dernière retouche achevée, on a procédé aux comparaisons définitives qui devaient donner la longueur exacte des quatre tubes. Les extrémités des tubes étaient rodées sous une forme légèrement convexe; on introduisait, dans chacune d'elles, une épingle, et l'on pointait, au moyen des microscopes micrométriques, sur l'intersection, suffisamment nette, de cette épingle avec la surface terminale. Ces mesures étaient répétées dix fois dans dix positions différentes du tube autour de son axe.

Le Tableau suivant reproduit les longueurs ainsi trouvées pour chaque tube avec le nombre correspondant de divisions de son échelle :

Tubes.	Longueur à zéro.	Divisions.
N^os	mm	
1.....	979,801	979,726
2.....	949,949	949,841
3.....	1004,900	1004,856
4.....	993,400	993,336

Dilatation du verre. — Les observations précédentes ont été faites à la température ambiante, alors assez élevée, et exigent des réductions à zéro, qui impliquent la connaissance des coefficients de dilatation des tiges de verre. J'ai déterminé ces dilatations, pour les deux sortes de verres employés, par vingt séries de comparaisons faites avec l'un des mètres-étalons en platine iridié du Bureau les mieux connus. J'ai trouvé :

Verre vert..... $\alpha = 10^{-9}(7141 + 8,5t)$
Cristal..... $\alpha = 10^{-9}(9062 + 9,5t)$

Résultats. — Les résultats de toute cette étude sont donnés dans le Tableau ci-dessous, où l'on trouve : la résistance calculée, en ohms légaux, de chaque tube, la résistance de communication ρ déduite de son diamètre moyen d, et enfin la résistance totale de l'étalon correspondant.

Étalon.	R.	d.	ρ.	R.
	ω	mm	ω	ω
I.....	0,999091	1,086	0,000908	0,999999
II.....	0,999083	1,070	0,000921	1,000004
III.....	0,999083	1,099	0,000896	0,999979
IV.....	0,999093	1,093	0,000901	0,999994
			Moy....	0,999994

Il restait à vérifier ces résultats et à déterminer leur degré de précision par les comparaisons faites, électriquement, entre les résistances des quatre étalons.

Mesures électriques. — Cette deuxième partie du travail a été faite avec la collaboration de M. de Nerville, qui a répété toutes les comparaisons et m'a aidé dans l'ajustement des copies dont je parlerai tout à l'heure. Les tubes soigneusement lavés, emmanchés dans leurs flacons et disposés sur une monture solide, ont été remplis de mercure, *dans le vide,* par un dispositif facile à imaginer. On les a ensuite comparés en série fermée, dans toutes les combinaisons possibles. Pour ces comparaisons on s'est servi d'une installation électrique remarquablement soignée, faite par M. Carpentier, qui m'a prêté dans toute cette partie du travail un concours actif et dévoué. Cette installation se composait essentiellement d'un *pont,* dont les trois premières branches étaient formées par de très grosses bobines, en fort fil de maillechort, très voisines de 1^{ohm}. La quatrième branche était constituée par les résistances à comparer qu'on y intercalait alternativement. Le système était complété par un *pont à corde,* muni de dispositions particulières qui en rendaient l'emploi très commode et très précis. Un déplacement de 1^{mm} du contact sur le fil du pont produisait, sur une échelle divisée translucide, un déplacement de 300^{mm} environ de l'image lumineuse renvoyée par un galvanomètre très délicat.

La méthode employée pour les comparaisons est une sorte de double pesée, dans laquelle la différence entre les résistances à comparer se trouve finalement exprimée par une certaine longueur de fil du pont. On a fait d'abord un calibrage de ce fil par une méthode analogue, bien que différant par la nature des mesures, à celle qui a été indiquée plus haut pour le calibrage des tubes; puis on l'a *taré,* en mesurant au moyen de ce fil une différence de résistance connue : le millimètre du fil équivalait à $0^{\omega},0000907$.

Les deux étalons à comparer étaient plongés côte à côte dans une grande auge métallique pleine d'eau, qu'on agitait, pour assurer l'uniformité de température. On les introduisait alternativement dans le circuit, au moyen de contacts, d'une forme particulière, disposés de manière à établir la communication dans les flacons terminaux, par l'intermédiaire d'une couche de mercure. On évitait ainsi à la fois l'incertitude de contact, que l'on peut

craindre de la part de fils ou tiges de platine, et l'altération rapide du mercure de l'étalon que produisent inévitablement les tiges de cuivre amalgamées.

Les comparaisons ont fourni les résultats suivants, réduits à zéro [1] :

	Observateurs	
	Benoît.	de Nerville.
	ω	ω
I-II	+0,000014	+0,000023
I-III	+0,000052	+0,000070
I-IV	+0,000025	+0,000011
II-III	+0,000033	+0,000039
II-IV	—0,000014	—0,000009
III-IV	—0,000046	—0,000040

Ces résultats permettent de calculer les valeurs les plus probables des quatre étalons, par rapport à leur moyenne générale. Si l'on *admet* que cette moyenne est précisément égale à la moyenne théorique $0^{\omega},999994$ trouvée plus haut, c'est-à-dire que les erreurs de construction commises sur chacun d'eux se compensent, les résistances vraies de ces étalons, déduites des deux séries ci-dessus, seraient :

	Observateurs			
Étalons.	Benoît.	de Nerville.	Moyennes.	Δ.
	ω	ω	ω	ω
I	1,000016	1,000020	1,000018	—0,000019
II	0,999996	0,999996	0,999996	+0,000008
III	0,999962	0,999957	0,999959	+0,000020
IV	1,000002	1,000004	1,000003	—0,000009
		Moy.	0,999994	

[1] Les comparaisons ont été faites à des températures comprises entre 6°,3 et 7°,2. Si les quatre tubes étaient formés du même verre, leurs différences seraient constantes à toute température. Mais l'écart sensible qui existe entre les dilatations du verre vert et du cristal ont pour effet de faire croître, *moins rapidement*, la résistance des étalons formés de cette dernière matière. Il en résulte que les différences I-III, I-IV, II-III, II-IV croissent de $0^{\omega},000002$ environ par degré. Malgré cette circonstance, nous n'avons pas fait de comparaisons à zéro. Il nous a semblé que la complication beaucoup plus grande des manipulations, la difficulté d'éviter complètement des dépôts très incommodes de buée dans les flacons, enfin la chance de faire naître des forces électromotrices thermo-électriques par de brusques variations de température en certains points du circuit, feraient plus que compenser l'avantage qu'il y aurait à faire disparaître un terme correctif calculable avec une exactitude presque absolue et d'ailleurs assez petit pour toucher presque aux limites des erreurs inévitables d'observation.

Les différences entre les valeurs moyennes ci-dessus des résistances *réelles* des étalons, déduites des mesures électriques, et les valeurs *théoriques*, déduites de l'étude géométrique des tubes (p. 14) représenteraient les erreurs de construction commises; la plus grande atteindrait $\frac{2}{100000}$ d'ohm et le résultat moyen pourrait être considéré comme exact à $\frac{1}{100000}$ d'ohm à peu près.

Ces étalons fondamentaux ou prototypes sont très fragiles, incommodes pour la pratique habituelle et peu propres à des opérations fréquemment répétées. J'ai construit, en outre, un certain nombre de copies, également formées de colonnes de mercure; mais les tubes qui les contiennent sont recourbés plusieurs fois sur eux-mêmes symétriquement, de manière à donner la même résistance sous une forme plus maniable. La disposition que j'ai adoptée est analogue à celle que M. Mascart avait présentée à la Conférence. Les bouts des tubes pénètrent dans des godets d'assez grand diamètre, réunis au tube par des anneaux de caoutchouc. Ces godets sont simplement fermés par des bouchons, ce qui facilite l'ajustement et permet au besoin de renouveler le mercure. Ces copies ont été ajustées par comparaison, en coupant et rodant progressivement les extrémités des tubes, jusqu'à leur donner une résistance très voisine de celle des prototypes. Leur remplissage a été fait dans le vide. Il y aura, je crois, un certain intérêt à voir comment ces étalons se comporteront avec le temps, au point de vue de leur permanence, comparativement à des étalons de fil solide, maillechort, platine, argent ou platine iridié.

Nous avons fait quelques études sur l'influence de la pureté du mercure et des métaux étrangers qu'il peut tenir en dissolution; celle-ci se traduit d'une manière générale par un accroissement de la conductibilité. Nous avons trouvé, par différents essais, que du mercure, purifié par l'action répétée de l'acide azotique à chaud, puis desséché sous une couche d'acide sulfurique concentré et enfin passé, pour enlever toute trace d'acide, sur de la potasse caustique, paraît être toujours exactement comparable, quelle que soit son origine.

SUR LA CAUSE DE L'ÉLECTRISATION DES NUAGES ORAGEUX;

PAR M. H. PELLAT.

A titre hypothétique, Peltier a admis, pour expliquer les phénomènes électriques dont notre atmosphère est le siège, que le sol est recouvert normalement d'une couche d'électricité négative. La connaissance plus parfaite que nous avons aujourd'hui des phénomènes électriques permet de montrer la justesse de la conception de Peltier, qui est, non une hypothèse, mais bien une réalité.

On sait, en effet, que par le beau temps le potentiel des couches d'air va en croissant avec l'altitude, à partir du sol. Or, quand le potentiel du milieu isolant augmente en s'éloignant de la surface d'un conducteur, celle-ci est chargée d'électricité négative : *par le beau temps, le sol est couvert d'une couche d'électricité négative.*

La densité électrique de cette couche est très faible du reste, et il est aisé de voir, par le calcul, que la pression électrique qui en résulte est insuffisante pour soulever les corps les plus légers (1);

(1) Les observations de sir W. Thomson et de M. Joule, à Aberdeen, ont donné 0,0045 unité électrostatique pour la variation de potentiel par centimètre d'altitude. En vertu de la relation

$$\frac{dV}{dn} = -4\pi\mu,$$

on en conclut, pour la densité électrique μ du sol,

$$\mu = -\frac{1}{4\pi}\left(\frac{dV}{du}\right) = -\frac{0,0045}{4\pi} = -0,00036.$$

La pression électrique étant donnée par la relation

$$p = 2\pi\mu^2,$$

on a

$$p = 2\pi \times (0,00036)^2 = 0,00000082 \text{ (dyne par centimètre carré).}$$

Cette pression par centimètre carré est moindre que le poids d'un millionième de milligramme.

Il est vrai que l'accroissement de potentiel par centimètre d'altitude étant très variable, sa valeur peut, dans certain cas, être dix fois supérieure à celle qui a été admise pour faire ce calcul, ce qui centuplerait le nombre trouvé pour la valeur de la pression électrique; mais, même alors, cette pression est encore trop faible pour soulever les corps les plus légers.

c'est pour cela qu'on ne peut pas en constater directement l'existence.

Par les temps couverts, le potentiel tantôt augmente, tantôt diminue avec l'accroissement d'altitude; le sol est tantôt électrisé négativement, tantôt positivement. Mais, en somme, les potentiels décroissants étant le cas de beaucoup le moins fréquent, le sol est bien plus souvent électrisé négativement que positivement. Du reste, les densités positives observées par les temps couverts sont presque toujours inférieures aux densités négatives observées par le beau temps.

De l'ensemble de ces faits, il faut conclure, avec sir W. Thomson, que si, à un moment donné, la surface de notre globe présente des régions électrisées négativement et d'autres électrisées positivement, ces dernières étant de beaucoup les moins étendues, la totalité de la surface présente un excès d'électricité négative.

Il paraît bien probable, d'après cela, que les couches d'air voisines du sol doivent être chargées aussi d'électricité négative [1], ne fût-ce que par suite du phénomène suivant. Il arrive assez fréquemment qu'un nuage se forme près du sol et se trouve avec lui en communication électrique assez parfaite, pour que la couche électrique négative qui était primitivement sur le sol passe à la surface inférieure du nuage. Si celui-ci se détache du sol, s'élève, puis s'évapore, l'électricité négative dont il est chargé se répand dans l'air et l'électrise.

Or, si l'air est chargé d'électricité négative, il en résulte que la valeur du champ électrique $\frac{dV}{dn}$ augmente avec l'altitude. En effet, dès que les surfaces équipotentielles sont assez loin du sol pour que leur forme ne soit plus influencée par ses reliefs, ces surfaces sont des plans horizontaux et, par conséquent, les lignes de force sont des verticales. Alors la somme des trois dérivées secondes du potentiel (ΔV) se réduit à $\frac{d^2V}{dn^2}$, en appelant dn la longueur infi-

[1] Bien entendu, en disant qu'il est probable que l'air est électrisé négativement, nous ne voulons parler que de l'état moyen d'électrisation de l'air. Il est évident qu'il doit se présenter parfois des masses d'air électrisées positivement; par exemple, quand un nuage positif s'évapore, son électricité se trouve répandue dans la couche d'air où s'est produite l'évaporation, et peut la charger positivement.

niment petite comptée sur la verticale, et, d'après le théorème de Poisson, on a

$$\frac{d^2V}{dn^2} = -4\pi\rho;$$

si la densité électrique cubique ρ est négative, la dérivée $\frac{d^2V}{dn^2}$ de la valeur du champ $\frac{dV}{dn}$ par rapport à l'altitude étant positive, cette valeur est croissante.

Ainsi, dans le cas où l'air est électrisé négativement, le champ électrique a une valeur plus considérable dans les hautes régions de l'atmosphère que celle que nous pouvons mesurer à la surface du sol. Dans les cas, probablement beaucoup plus rares, où l'air serait électrisé positivement et où les potentiels iraient encore en croissant avec l'altitude, la valeur du champ électrique dans les hautes régions serait, au contraire, moindre que près du sol.

Nous nous proposons maintenant de montrer : 1° que, si l'air n'est pas électrisé, la couche électrique négative placée sur le sol, quelque faible qu'elle puisse paraître (*voir* la note de la page 18), est bien suffisante pour électriser par influence les nuages et produire les orages électriques; 2° que, si l'air est électrisé négativement, ce qui probablement doit avoir lieu le plus souvent, son influence s'ajoute à celle du sol pour produire une électrisation plus forte des nuages.

On sait que tout conducteur placé dans un champ électrique, comme celui de l'atmosphère pour lequel les potentiels vont en croissant avec l'altitude, est forcément électrisé par influence; car, si dans une certaine région A le conducteur est à l'état neutre, c'est que le potentiel uniforme V de celui-ci est le même que le potentiel des couches d'air voisines de A. Alors les parties du conducteur, qui sont au-dessus de A, étant à un potentiel V inférieur à celui des couches d'air environnantes, se sont électrisées négativement, tandis que les parties qui sont au-dessous de la région A, étant à un potentiel V supérieur à celui des couches d'air voisines, sont électrisées positivement. C'est là un fait qui a été constaté maintes fois par l'expérience.

Or, si l'air n'est pas électrisé, nous avons vu que le champ électrique de l'atmosphère possède partout (ou à très peu près) la même valeur que près du sol, et la densité électrique μ de celui-

ci est reliée à ce champ par la formule $\frac{dV}{dn} = -4\pi\mu$. Puisqu'il existe entre la valeur du champ et la densité électrique du sol une dépendance absolue, on peut considérer le champ comme créé par la présence de la couche électrique du sol et dire que c'est celle-ci qui, par influence, électrise ce conducteur. La valeur de ce champ électrique est connue du reste par l'observation : elle est très variable ; mais, pour fixer les idées, admettons, ce qui est souvent au-dessous de la vérité, que le potentiel croît d'une unité électrostatique C.G.S. par mètre d'élévation en altitude.

Un nuage est un corps assez conducteur pour que son potentiel soit peu différent d'un point à un autre. Si donc un nuage vient à prendre naissance dans un ciel primitivement pur, ce nuage est forcément électrisé, positivement en bas, négativement en haut. Qu'un coup de vent vienne à séparer sa partie supérieure de sa partie inférieure, et voilà deux nuages chargés d'électricité contraire.

Cette explication de l'électrisation des nuages orageux par influence n'est certes pas nouvelle ; mais nous allons la compléter en montrant que la grandeur de l'électrisation ainsi obtenue est parfaitement suffisante pour donner lieu aux phénomènes des orages électriques.

Pour le montrer, prenons un exemple : considérons de nouveau les deux nuages électrisés, dont nous venons d'indiquer la formation. Tant qu'ils se touchaient, ils étaient à peu près au même potentiel ; en s'éloignant, même sans changer d'altitude, leur potentiel devient différent : le nuage le plus haut, qui est négatif, prend un potentiel de plus en plus inférieur à celui du nuage le plus bas, qui est positif. Mais cette différence de potentiel peut devenir considérable si le nuage supérieur s'abaisse et si le nuage inférieur s'élève. En effet, les causes lointaines qui font varier les potentiels des couches d'air, et qui, dans l'hypothèse de l'air non électrisé, se réduisent à la couche électrique du sol, éprouvent peu de modifications par la présence des deux nuages. Ceux-ci vont donc subir dans leur mouvement une variation de potentiel, à peu près égale à la différence de potentiel des couches entre lesquelles se produit le mouvement ; c'est-à-dire que, avec le nombre admis plus haut, le potentiel du nuage négatif va diminuer, le potentiel du

nuage positif augmenter d'une unité par mètre de variation d'altitude. Supposons que cette variation d'altitude soit de 500^m pour chaque nuage : c'est une différence de 1000 unités électrostatiques C.G.S. qui, par ce seul fait, se produit entre eux.

Or les nuages peuvent, par les temps d'orage, éprouver des déplacements en altitude bien supérieurs à 500^m; d'autre part, le nombre admis pour la valeur du champ (une unité par mètre) est souvent dépassé près de la surface du sol; enfin rappelons que si l'air est électrisé négativement, comme cela nous paraît probable, la valeur du champ électrique est plus grande dans les régions élevées que près du sol ([1]).

Ainsi, sous l'influence des causes que nous venons de signaler, des nuages chassés par les vents violents d'un orage et enveloppés par un air isolant pourraient acquérir des différences de potentiel de plusieurs milliers d'unités électrostatiques.

Nous allons voir maintenant qu'il n'en faut probablement pas tant pour obtenir des éclairs de quelques kilomètres de longueur.

Reportons-nous, pour cela, à de très remarquables expériences de M. Mascart sur la différence de potentiel nécessaire pour obtenir une étincelle entre deux boules ([2]). Nous avons représenté sur la *fig.* 1 la courbe qui résume ces expériences; les différences de potentiel, exprimées en unités électrostatiques C.G.S., ont été portées en abscisses et les longueurs d'étincelle correspondantes,

---

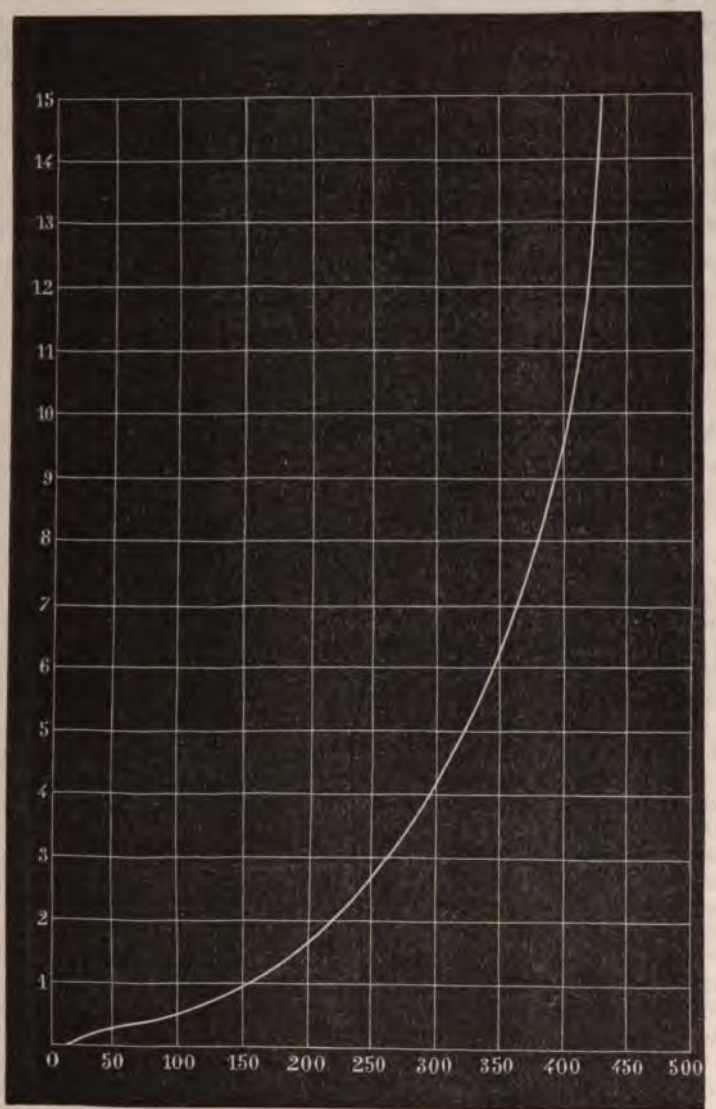
([1]) Nous tenons à faire remarquer que si, contrairement à ce qui nous paraît probable, l'air était normalement chargé d'électricité positive, la valeur du champ allant en diminuant avec l'altitude et d'une manière inconnue, il pourrait se faire que ce champ ne fût plus suffisant pour produire les différences de potentiel nécessaires à la longueur de l'éclair. Il faudrait alors chercher ailleurs l'explication de l'électrisation des nuages orageux. L'exactitude des considérations que nous présentons sur la cause de ces phénomènes est donc subordonnée à l'exactitude d'une proposition qu'on peut regarder comme probable, mais non comme certaine, à savoir que l'air a une charge électrique presque nulle ou une charge négative. Nous pensons que des recherches dirigées dans le but de déterminer l'électrisation de l'air pourront confirmer ou infirmer cette proposition; mais nous ne croyons pas que celles qui ont été tentées jusqu'à présent puissent trancher la question.

Le moyen qui nous semblerait le plus propre à éclaircir ce point serait précisément de voir si la valeur du champ électrique $\frac{dV}{dn}$ augmente, diminue ou reste constante quand l'altitude augmente.

([2]) Mascart, *Traité d'Électricité statique*, t. II, § 479, p. 87.

exprimées en centimètres, ont été portées en ordonnées. Cette

Fig. 1.



courbe se relève rapidement et paraît présenter une asymptote correspondant à la valeur 500 ou 600 unités de différence de potentiel,

c'est-à-dire qu'en approchant de cette valeur l'étincelle électrique aurait une longueur tendant vers l'infini. En admettant même que la longueur de l'étincelle ne devienne de plusieurs kilomètres que pour des différences de potentiel notablement supérieures à 500 ou 600 unités (1), on voit, malgré cela, que les causes indiquées ci-dessus pour l'électrisation des nuages, pouvant donner des différences de plusieurs milliers d'unités, sont bien suffisantes pour expliquer la grande longueur de l'éclair.

Pour que la décharge se produise sous forme d'une étincelle brillante et sonore et non sous forme d'une aigrette silencieuse et à peine visible, il faut que les conducteurs présentent des charges électriques notables; mais la charge, pour des potentiels déterminés, ne dépend que de la capacité électrique, et il est facile de voir que la capacité électrique des nuages peut être supérieure à celle de nos plus puissantes batteries.

Ainsi, pour expliquer les phénomènes électriques de l'atmosphère, il n'y a pas besoin de chercher d'autres causes que la présence certaine d'une couche électrique négative à la surface du sol (2).

---

(1) Le sujet même que nous traitons nous fait penser que la décharge ne peut avoir lieu à de très grandes distances que pour des différences de potentiel notablement supérieures à celles qu'on pourrait déduire par extrapolation des expériences de M. Mascart. On sait, en effet, que l'énergie d'une décharge est représentée par $\frac{1}{2}QV$, en désignant par V la différence de potentiel initial entre les deux conducteurs et par Q la quantité d'électricité qui s'écoule. Or, si deux nuages se déchargeaient l'un sur l'autre dès que leur différence de potentiel V atteint 500 ou 600 unités, il faudrait, pour trouver l'énergie d'un coup de foudre, supposer à la quantité d'électricité qui s'écoule, Q, une valeur extrêmement grande et qui nécessiterait, pour les nuages, une capacité électrique plus considérable que celle qu'ils peuvent avoir. Nous pensons donc que l'éclair ne se produit que pour des différences de potentiels plus grandes que 600 unités, mais non pas tellement plus grandes qu'elles ne puissent très bien avoir pour origine les seules causes que nous indiquons dans le texte.

(2) Quelques auteurs ont pensé qu'il était nécessaire d'admettre l'existence d'une couche d'électricité positive aux limites de notre atmosphère, pour expliquer ces phénomènes électriques, et, en particulier, le phénomène de l'aurore boréale. Mais, même en admettant, ce qui paraît probable du reste, que l'aurore boréale est due à des décharges silencieuses entre les cristaux de glace dont une atmosphère froide est chargée, il n'y a pas besoin, pour expliquer cet écoulement d'électricité, de supposer autre chose que ce fait bien certain de l'existence habituelle d'un excès de potentiel des régions élevées sur le sol; les régions supérieures s'électrisent négativement par ces décharges aux dépens de l'électricité de la surface du sol.

Si la limite de l'atmosphère était conductrice, l'existence de l'électricité posi-

Mais d'où vient cette couche d'électricité négative?

Nous pensons qu'elle a toujours existé. Si la Terre, lors de sa formation, a reçu un excès d'électricité négative, elle ne peut le perdre, puisqu'elle est parfaitement isolée dans l'espace.

Mais cet excès d'électricité négative ne doit-il pas se répandre dans l'atmosphère et disparaître du sol?

Nous l'avons déjà dit, nous croyons qu'il est en partie répandu dans l'atmosphère, mais en partie seulement, une cause ramenant à chaque instant au sol l'électricité négative : cette cause est la pluie. Supposons, en effet, qu'un nuage se forme au milieu d'un air chargé d'électricité négative; ce nuage recueille cette électricité et, s'il se résout complètement en pluie, les gouttelettes d'eau la ramènent au sol. Ce retour de l'électricité négative peut se produire même si le sol est déjà électrisé négativement, la pesanteur triomphant de la répulsion électrique.

En résumé, nous pensons que tous les phénomènes électriques de l'atmosphère s'expliquent d'une manière simple, en considérant la Terre comme un globe électrisé négativement.

---

tive dans les hautes régions serait non probable, mais bien certaine; en effet, les tubes de forces partant du sol aboutiraient à cette surface conductrice, et, comme entre deux conducteurs un tube de force renferme autant des deux électricités, et que ces tubes contiennent l'électricité négative en bas, ils contiendraient nécessairement de l'électricité positive en haut. Mais rien ne ressemble moins à un corps conducteur que l'air de plus en plus dilué qui existe dans les hautes régions de l'atmosphère; il est bien probable que les tubes de force qui partent du sol, ou se perdent dans l'espace ou aboutissent à des conducteurs extra-terrestres sur lesquels se trouve l'électricité positive. Aussi l'existence d'une couche d'électricité positive aux limites de notre atmosphère nous paraît peu probable et, en tout cas, nullement prouvée.

SUR LES CHALEURS LATENTES DE VAPORISATION;

PAR M. E. BOUTY.

Si, dans la formule bien connue des chaleurs latentes

$$(1) \qquad L = \frac{T}{E}(u' - u)\frac{dp}{dt},$$

on néglige le volume spécifique u du liquide par rapport à celui u' de la vapeur et qu'on attribue à cette dernière une densité normale, on a, en désignant par δ_0 le poids spécifique absolu de l'hydrogène à la température de la glace fondante et sous la pression normale p_0, par e le poids atomique,

$$(2) \qquad u' = \frac{1}{\delta_0 e}\frac{p_0}{p}\frac{T}{273},$$

$$(3) \qquad Le = \frac{p_0}{273\,\delta_0 E}\frac{T^2}{p}\frac{dp}{dt}.$$

Désignons par T_0 la température d'ébullition sous la pression p_0. Pour cette température, on a simplement

$$(4) \qquad L_0 e = \frac{1}{273\,\delta_0 E} T_0^2 \left(\frac{dp}{dt}\right)_0.$$

Or, d'après Dalton, toutes les vapeurs auraient la même force élastique maximum à des températures également éloignées de leurs points d'ébullition. Il en résulterait que, pour tous les corps, $\left(\frac{dp}{dt}\right)_0$ serait le même, et que *les chaleurs latentes moléculaires* $L_0 e$, *mesurées aux températures d'ébullition normales, seraient proportionnelles au carré de ces températures.* Le quotient $\frac{L_0 e}{T_0^2}$ serait le même pour tous les corps.

Cette conclusion suppose : 1° que les vapeurs saturées possèdent la densité normale correspondant à leur poids atomique, ce qui n'est rigoureusement vrai pour aucune, et ce qui *exclut absolument* les vapeurs à densité anomale comme l'acide hypoazotique, les acides formique et acétique, etc. ;

2° Que la loi de Dalton est rigoureuse, et l'on sait, par les recherches de Regnault, qu'elle ne l'est pas. Toutefois $\left(\frac{dp}{dt}\right)_0$ a très sensiblement la même valeur (correspondant à $27^{mm},25$ de mercure par degré) pour l'eau et pour l'éther, et des valeurs très peu différentes pour les alcools, l'acétone et probablement beaucoup d'autres liquides organiques de fonctions analogues : c'est donc à ces corps qu'il faudra restreindre la loi des chaleurs latentes atomiques. Des écarts accidentels, provenant soit de l'irrégularité de la densité de vapeur ou de la variation de $\left(\frac{dp}{dt}\right)_0$, pourront sensiblement modifier les quotients $\frac{L_0 e}{T_0^2}$ dans un sens ou dans l'autre; mais ils disparaîtront à peu près sur les moyennes relatives aux corps homologues, comme le montre le Tableau suivant :

Liquides.	$L_0 e$ (1).	Tempér. d'ébullition centigr.	Tempér. d'ébullition absolues.	$\frac{L_0 e}{T_0^2}$.	
		0	0		
Eau	9650	100,0	373,0		0,0694
Alcool méthylique	8450	66,3	339,3	0,0734	
Alcool ordinaire	9800	78,3	355,3	0,0813	
Alcool propyl. normal	9950	98,5	371,5	0,0721	0,0730
Alcool amylique	10700	131,8	404,8	0,0653	
Aldéhyde	6000	20,8	293,8		0,0695
Acétone	7500	56,0	329,0		0,0693
Éther	6700	35,5	308,5		0,0704
Éther chlorhydrique	6450	11,0	284,0	0,0800	
Éther bromhydrique	6700	40,7	313,7	0,0680	0,0691
Éther iodhydrique	7500	70,0	343,0	0,0637	
Éther méthyliodhydr.	6500	44,0	317,0	0,0647	
Éther méthylformique	6900	37,0	310,0	0,0718	
Éther acétique	7900	58,0	331,0	0,0721	
Éther butyrique	8900	102,0	375,0	0,0633	0,0735
Éther éthylformique	7400	52,9	325,9	0,0697	
Éther acétique	10900	74,0	347,0	0,0905	

(1) Nombres publiés par M. Berthelot dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1885, p. 700-705.

SUR LA CHALEUR SPÉCIFIQUE DES VAPEURS SATURÉES;

PAR M. E. BOUTY.

On calcule d'ordinaire la chaleur spécifique m d'une vapeur saturée par l'une des formules

$$(1) \qquad m = \frac{dL}{dt} + m' - \frac{1}{E}(u' - u)\frac{dp}{dt},$$

$$(2) \qquad m = \frac{dL}{dt} + m' - \frac{L}{T},$$

fournies par l'application des principes de la théorie mécanique de la chaleur à un mélange de vapeur et de liquide. m' est la chaleur spécifique du liquide, L la chaleur latente de vaporisation, p la force élastique maximum de la vapeur : u et u' sont les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur.

Les formules (1) et (2) sont rigoureuses et doivent servir *exclusivement* à calculer m; j'indiquerai pourtant une autre formule qui ne se prête qu'à un calcul approché, parce qu'elle a l'avantage de bien montrer la signification physique de m.

Considérons l'unité de masse de vapeur saturée à T et faisons-lui parcourir le cycle d'opérations suivant :

1° On l'échauffe de dt en la maintenant saturée : elle absorbe une quantité de chaleur $m\,dt$, sa pression augmente de dp;

2° On la laisse se détendre à température constante jusqu'à ce qu'elle revienne à sa force élastique initiale : elle absorbe ainsi une certaine quantité de chaleur dx égale à celle qui serait dégagée par une compression dp;

3° On la refroidit de dt sous pression constante : elle restitue $C\,dt$. C est la chaleur spécifique de la vapeur sous une pression constante égale à la force élastique maximum p.

L'aire du cycle ainsi parcouru étant un infiniment petit du second ordre, on peut écrire que la somme des quantités de chaleur absorbées est nulle, et l'on a rigoureusement

$$(3) \qquad m = C - \frac{dx}{dt}.$$

La chaleur spécifique de la vapeur saturée est donc la différence de la chaleur spécifique sous pression constante, et d'une quantité $\frac{dx}{dt}$ qui est positive, car elle représente la chaleur dégagée par une compression de la vapeur d'une fraction $\frac{1}{p}\frac{dp}{dt}$ de sa pression initiale. On comprend donc aisément que, suivant les circonstances, m pourra être positif ou négatif.

Pour une vapeur qui s'écarte peu des propriétés des gaz parfaits, même au voisinage de la saturation, on calcule aisément $\frac{dx}{dt}$; on peut, à cet effet, admettre que le travail intérieur de la compression est nul et répéter le raisonnement élémentaire que l'on fait pour l'expérience de Clément et Desormes. Une compression d'un gaz $\frac{\alpha}{1+\alpha t}$ ou $\frac{1}{T}$ rend disponible une quantité de chaleur $C - c$; une compression égale à $\frac{\frac{dp}{dt}}{p}$ dégagera (¹)

$$(4) \qquad \frac{dx}{dt} = (C - c)\frac{T}{p}\frac{dp}{dt} = \frac{p_0 v_0 \alpha}{E}\frac{T}{p}\frac{dp}{dt};$$

v_0 est le volume de la vapeur sous la pression ordinaire p_0, α le coefficient de dilatation des gaz.

Substituant à $\frac{dx}{dt}$ sa valeur dans (3), on a

$$(5) \qquad m = C - \frac{p_0 v_0 \alpha}{E}\frac{T}{p}\frac{dp}{dt};$$

C est donné par les expériences directes de Regnault; on tirera le quotient $\frac{T}{p}\frac{dp}{dt}$ des Tables de M. Zeuner (²).

Pour les corps dont la densité de vapeur est faible, l'eau par exemple, v_0 est grand et m est en général négatif; il peut devenir positif pour des corps comme l'éther dont la molécule est complexe et, par suite, la densité de vapeur considérable.

(¹) Dans l'hypothèse d'un travail intérieur nul, le calcul rigoureux conduit au même résultat : le lecteur exercé s'en convaincra aisément.

(²) Zeuner, *Théorie mécanique de la chaleur*, p. 574 et suivantes.

Le quotient $\frac{T}{p}\frac{dp}{dt}$, pour toutes les substances étudiées par Regnault, décroît quand la température s'élève; m doit donc augmenter. C'est en effet ce qui a lieu; m se rapproche de zéro s'il est négatif et s'en éloigne s'il est positif. Pour certains corps (chloroforme, benzine) m change de signe dans l'intervalle de température où l'on a mesuré p : négatif aux températures basses, m devient positif aux températures élevées.

Voici le résultat du calcul de m, pour l'eau, d'après les formules (1) et (2) et d'après la formule approchée (5) :

Température.	m. Formules (1) et (2).	m. Formule (5).
58°,31	—1,398	—1,341
117,17	—1,017	—0,993
144,74	—0,807	- 0,870

Les valeurs obtenues sont assez concordantes. On ne commet donc pas une très grande erreur en assimilant la vapeur d'eau à un gaz parfait, même au voisinage de la saturation. Le travail interne de la compression doit être assez médiocre.

DÉTERMINATION DU RAPPORT $\frac{C}{c}$ DES DEUX CHALEURS SPÉCIFIQUES DES GAZ;

PAR M. EM. PAQUET.

Le rapport $\frac{C}{c}$ de la chaleur spécifique sous pression constante et de la chaleur spécifique à volume constant a été déterminé par deux méthodes principales : 1° par la méthode de Laplace, qui a déduit la valeur de ce rapport des résultats d'une expérience ancienne faite par Clément et Desormes; 2° par une méthode fondée sur la mesure de la vitesse du son et l'emploi de la formule de Newton corrigée par Laplace. Cette dernière a l'inconvénient de ne conduire que par une voie très indirecte à la valeur du rapport $\frac{C}{c}$, qui est une des données les plus importantes de la Physique

et qu'il y a intérêt, par suite, à déterminer par un moyen moins détourné.

La méthode de Clément et Desormes est plus directe. Néanmoins, quoique bonne en principe, elle n'a guère donné avec les appareils employés jusqu'ici que des résultats peu concordants. Elle présente, en effet, plusieurs causes d'erreurs :

1° La principale a été signalée par M. Cazin : l'arrivée de l'air extérieur dans le ballon y détermine un mouvement oscillatoire, de sorte que la masse gazeuse emprisonnée dans l'appareil dépend de l'instant fortuit où l'opérateur a fermé le robinet ; elle est donc généralement plus grande ou plus petite que celle que suppose la théorie. M. Röntgen n'a d'ailleurs fait qu'atténuer cette cause d'inexactitude en ne produisant dans le ballon que des raréfactions très faibles.

2° L'air qui arrive de l'atmosphère est humide, et il n'y a pas lieu de recourir à l'emploi de tubes desséchants, qui diminueraient la rapidité de la compression.

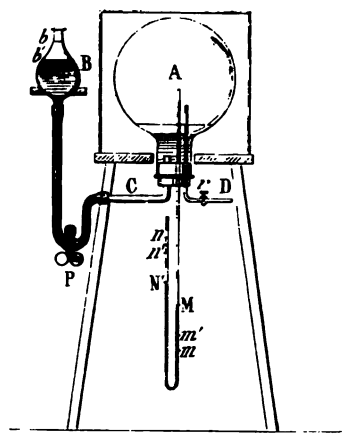
3° Une partie de la chaleur dégagée par la compression est absorbée immédiatement par les parois du ballon.

La disposition expérimentale suivante, que j'ai employée, élimine en partie les influences perturbatrices qui viennent d'être rappelées.

L'appareil est très simple. Le gaz sur lequel on opère est contenu dans un gros ballon de verre renversé A, placé dans une caisse que l'on achève de remplir avec des matières mauvaises conductrices, sciure de bois ou autre, destinées à maintenir l'invariabilité de la température pendant la durée de chaque expérience. La compression est produite par l'arrivée d'une masse de mercure venant d'un réservoir B qu'on peut fixer à diverses hauteurs (on peut se servir pour cela du ballon mobile et du mécanisme de la machine pneumatique de M. Alvergniat). Le mercure est amené du réservoir B au ballon A au moyen d'un raccord de caoutchouc et d'un tube C de *gros calibre*, qui traverse le bouchon du ballon ; un robinet dont est pourvu le vase B, ou plus simplement une pince P dans laquelle s'engage le tube de caoutchouc, permet d'établir l'écoulement du mercure et de l'arrêter à volonté. Le gaz à comprimer est

d'ailleurs séparé du mercure par une couche d'acide sulfurique, qui ne transmet pas la chaleur. Un tube de verre étroit D, à robinet, sert soit à introduire dans le ballon le gaz sur lequel on veut opérer et l'acide sulfurique qui doit le séparer du mercure, soit à régler la pression initiale dans l'appareil. Les variations de pression sont mesurées par un manomètre à acide sulfurique ou même à eau.

L'expérience se fait ainsi : le robinet *r* étant ouvert, on fait arriver dans le ballon une certaine quantité de mercure au moyen du



tube C; puis, une fois pour toutes, de l'acide sulfurique par le tube D. Si l'on veut étudier un autre gaz que l'air, on l'introduit alors dans le ballon qu'on fait traverser par un courant prolongé entrant par le tube D et sortant par le tube manométrique MN, où l'on ne met de l'eau que lorsque tout l'air du ballon a été entraîné et qu'on a reconnu que le gaz sort pur. Après quoi, on règle la pression initiale en soulevant ou abaissant le réservoir B, et remettant la pince en P. Soit H cette pression initiale, qui peut être plus grande ou plus petite que la pression atmosphérique; comme on n'a besoin de connaître que les *variations de pression*, il suffit de noter la position M et N des extrémités de la colonne manométrique lorsqu'elle est devenue stationnaire.

Ces opérations préliminaires effectuées, le réservoir B ayant été fixé à l'avance à une hauteur suffisante, on laisse arriver du mer-

cure dans le ballon en enlevant la pince P, qu'on replace ensuite, ce qui empêche toute oscillation des liquides intérieurs. Le gaz se comprime et s'échauffe; soit h l'accroissement de pression (représenté par le déplacement Mm ou Nn, ou mieux par Mm + Nn); la pression est donc alors H + h. Le gaz se refroidissant ensuite en conservant un volume qu'on peut considérer comme invariable, sa force élastique diminue, et, quand la colonne manométrique est devenue stationnaire, on évalue le nouvel excès de pression h' : la pression intérieure est alors H + h'.

On obtient par un calcul bien connu la relation

$$\frac{C}{c} = \frac{h}{h'} \text{ (1)}.$$

---

(1) En désignant par V le volume du gaz et par t sa température, quand il est soumis à la pression initiale H, par v la réduction de volume et par x l'élévation de température qu'il a éprouvée par la compression, on aura les deux équations suivantes, en appliquant la formule $\frac{VP}{1+\alpha t}$ = const. à la masse gazeuse considérée dans ses trois états,

$$\frac{VH}{1+\alpha t} = \frac{(V-v)(H+h)}{1+\alpha(t+x)} = \frac{(V-v)(H+h')}{1+\alpha t},$$

qui déterminent la valeur x de l'élévation de température et celle de la compression $\frac{v}{V}$ qui l'a produite.

De l'équation

$$\frac{(V-v)(H+h)}{1+\alpha(t+x)} = \frac{(V-v)(H+h')}{1+\alpha t}$$

on tire immédiatement

$$x = \frac{h-h'}{H+h'}\,\frac{1+\alpha t}{\alpha}.$$

L'équation

$$\frac{VH}{1+\alpha t} = \frac{(V-v)(H+h')}{1+\alpha t}$$

donne

$$\frac{v}{V} = \frac{h'}{H+h'}.$$

Or, Laplace a établi la relation connue $\frac{C}{c} = 1 + \theta$, où θ est l'élévation de température produite par une compression $\frac{\alpha}{1+\alpha t}$. L'expression précédente fournit

Ainsi le rapport $\frac{C}{c}$ est égal au rapport des accroissements de pression h et h'.

Puisqu'on n'a pas besoin des valeurs absolues de h ni de h', il est avantageux d'employer un manomètre incliné : les déplacements Mm et Mm' qui représentent h et h' sont en effet d'autant plus grands, toutes choses égales, que l'inclinaison du tube manométrique est plus grande.

L'appareil se prête commodément à une expérience inverse, dans laquelle le gaz est soumis à une détente qui le refroidit. Pour cela on opère de la manière suivante : dans la première expérience, le réservoir B était placé au-dessus du niveau en A, et la compression était produite par l'écoulement du mercure allant de B en A ; dans la seconde, après avoir amené B au-dessous de A, on laisse écouler le mercure de A vers B, ce qui produit une raréfaction dans le ballon. En désignant par h_1 et h'_1 les quantités correspondant à h et h', et tenant compte des signes, on trouve encore

$$\frac{C}{c} = \frac{h_1}{h'_1}.$$

Cette méthode présente l'avantage capital de supprimer l'incertitude signalée par M. Cazin. La disposition employée, grâce à laquelle on peut opérer sur une masse gazeuse invariable et toujours absolument sèche, élimine en outre la cause d'erreur due à l'humidité de l'air extérieur qui pénètre dans le ballon de Clément et Desormes. Il reste, il est vrai, l'influence des parois du ballon, qu'il est impossible d'empêcher, mais on diminue cette cause d'erreur en employant des vases de grande capacité, que la disposition adoptée permet d'ailleurs d'enduire d'une couche d'acide sulfu-

---

l'élévation de température x correspondant à une compression $\frac{v}{V}$. En écrivant que les petites compressions sont proportionnelles aux élévations de température qu'elles produisent, on obtient

$$\theta = \frac{h - h'}{h'};$$

par suite,

$$\frac{C}{c} = \frac{h}{h'}.$$

rique, liquide dont la mauvaise conductibilité rend négligeables les échanges de chaleur entre le gaz et son enveloppe.

Les quelques expériences que j'ai pu faire jusqu'ici dans le simple but d'éprouver la méthode que je viens de faire connaître m'ont donné chaque fois des résultats conformes à ceux qu'on déduit de la vitesse du son. Voici les résultats numériques de la première expérience double faite sur l'air; les variations de pression h, h', h_1, h'_1 sont évaluées en unités arbitraires (centimètres du manomètre incliné) :

Première expérience, compression.....	$h = 19,8$;	$h' = 14,2$;	$\frac{h}{h'} = 1,3944$
Deuxième expérience, détente.....	$h_1 = 17,50$;	$h'_1 = 12,4$;	$\frac{h_1}{h'_1} = 1,4112$
Valeur moyenne.....	$\frac{C}{c} = 1,4038$.		

Cette méthode permet d'ailleurs de varier les pressions initiales tout en ne produisant dans le gaz sur lequel on expérimente que des compressions ou raréfactions toujours assez petites pour qu'on puisse admettre qu'elles sont proportionnelles aux variations de températures correspondantes. C'est avec l'appareil précédemment décrit et avec un autre un peu différent, permettant d'opérer entre des limites plus étendues, que je me propose d'étudier l'influence de la pression et de la température sur la valeur du rapport $\frac{C}{c}$ relatif aux divers gaz, et de vérifier l'invariabilité qu'on a été conduit à lui atttribuer.

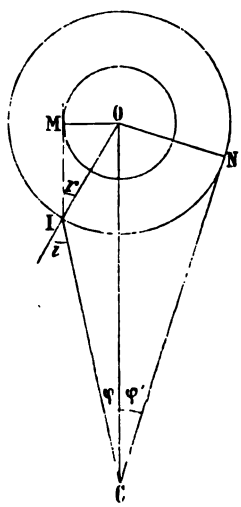
MÉTHODE POUR MESURER LE DIAMÈTRE INTÉRIEUR D'UN TUBE BAROMÉTRIQUE;

PAR M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Cette méthode présente l'avantage d'être directement applicable aux baromètres déjà construits et même mis en place.

Lorsqu'on examine un tube cylindrique, à parois un peu épaisses, on distingue facilement le canal intérieur, qui apparaît grossi par réfraction. Proposons-nous de calculer la valeur du diamètre apparent 2φ de ce canal, vu d'un point C défini par sa distance $OC = D$ à l'axe du tube. Si nous considérons le rayon lumineux MI, tangent au canal, et tel qu'il se réfracte en I, de manière à passer par le point C, l'angle ICO mesurera le demi-diamètre apparent φ du

Fig. 1.



canal. Or on a, en désignant par ρ le rayon du canal, par R celui du tube et par n l'indice du verre,

$$\rho = R \sin r, \quad \frac{R}{\sin\varphi} = \frac{D}{\sin i}, \quad \sin i = n \sin r.$$

On tire de là

$$\rho = \frac{D \sin\varphi}{n}. \tag{1}$$

L'équation (1) donne le rayon cherché en fonction de la distance D, souvent difficile à évaluer exactement. Il est plus commode de mesurer en même temps le diamètre apparent $2\varphi'$ du contour extérieur des tubes, vu du même point C. La relation

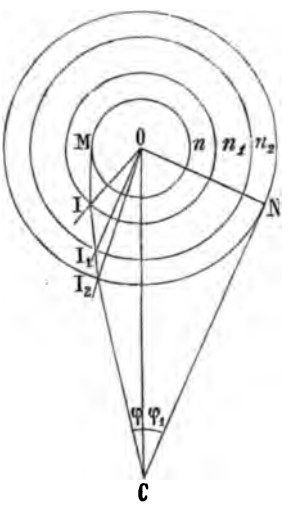
$R = D \sin\varphi'$ nous donne, en effet,

$$(2) \qquad \frac{n\rho}{R} = \frac{\sin\varphi}{\sin\varphi'}.$$

Le rayon R est directement mesurable ; il suffit donc de déterminer les angles φ et φ' pour pouvoir calculer ρ (on suppose $n = 1,5$).

Mais la forme même de l'équation (2) nous montre que la

Fig. 2.



méthode précédente ne sera pas toujours applicable. On a nécessairement en effet $\varphi < \varphi'$. Si donc on a $n\rho > R$, on se trouve en présence d'une impossibilité provenant de ce que les bords du canal intérieur ne sont pas visibles : pour un grand nombre de baromètres, si l'on observe la colonne mercurielle au niveau du ménisque, on constate que celle-ci semble remplir complètement le tube.

Pour voir comment nous pourrons rendre de nouveau possible l'observation du canal intérieur, imaginons que l'on entoure le tube d'un second tube, de diamètre suffisant, parfaitement cylindrique et concentrique au premier, et que l'on remplisse d'eau le

canal annulaire ainsi constitué [1]. Soient ρ, R, ρ_1, R_1 les rayons intérieurs et extérieurs des deux tubes, n, n_1, n_2 les indices du verre du premier tube de l'eau et du verre du second tube. Suivons la marche successive d'un rayon lumineux tangent en M au canal intérieur, et tel que, à l'émergence, il passe par le point C. Si r, r_1, r_2, r_3, r_4 et i sont les angles successifs d'incidence et de réfraction, on établira sans peine les sept relations

$$n \sin r = n_1 \sin r_1, \quad n_1 \sin r_2 = n_2 \sin r_3, \quad n_2 \sin r_4 = \sin i,$$

$$\frac{\rho}{\sin r} = R, \qquad \frac{R}{\sin r_2} = \frac{\rho_1}{\sin r_1},$$

$$\frac{\rho_1}{\sin r_4} = \frac{R_1}{\sin r_3}, \quad \frac{R_1}{\sin \varphi} = \frac{D}{\sin i}.$$

Effectuons les produits membre à membre de ces sept équations, nous obtiendrons la relation

$$(3) \qquad n\rho = D \sin \varphi,$$

identique à l'équation (1).

Il est remarquable de trouver ainsi que le diamètre apparent du canal central ne dépend absolument que de l'indice de ce tube, de telle sorte que *les enveloppes concentriques que nous avons introduites n'ont d'autre rôle que de rendre visibles les bords de ce canal.*

On voit immédiatement que, si l'on désigne par $2\varphi_1$ le diamètre apparent du tube extérieur, vu du point C, on pourra calculer ρ par l'équation

$$(4) \qquad \frac{n\rho}{R_1} = \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_1}.$$

---

[1] Le moyen qui m'a paru le plus simple pour réaliser les conditions voulues consiste à entourer le tube barométrique d'une bande de papier préalablement mouillée, de $0^m,02$ de large environ, et à l'enrouler, en le serrant fortement, un assez grand nombre de fois pour remplir exactement l'intervalle des deux tubes. On enfonce alors le tube auxiliaire, qui doit avoir de $0^m,04$ à $0^m,05$ de longueur jusqu'à ce qu'il dépasse à peine la bande de papier, puis on bouche avec de la cire molle l'extrémité inférieure du canal annulaire ainsi constitué. Dans ces conditions, les deux tubes sont nécessairement concentriques.

Telle est la relation dont nous ferons usage.

Disposition de l'expérience. — Pour mesurer les angles φ et φ_1, deux dispositions expérimentales ont été essayées. Dans la première, on utilisait, pour effectuer les visées, le microscope d'une boussole de Gambey; les angles pouvaient être mesurés de la sorte avec une exactitude, toutefois plus apparente que réelle, de 10″. On avait soin d'éclairer le tube d'une manière bien symétrique, soit au moyen d'une fenêtre éloignée, soit plus simplement

Fig. 3.

par un bec de gaz à cheminée cylindrique. Il est avantageux de donner à la source éclairante un diamètre apparent à peine supérieur à celui du tube extérieur. Dans ces conditions, l'aspect du tube vu, soit dans le microscope, soit à l'œil nu, est à peu près celui de la figure (3), qui représente la moitié gauche du système. Le bord externe A est suivi d'une large région très sombre, traversée par une ligne B étroite et assez lumineuse. Plus loin on retrouve une seconde bande C, beaucoup plus large et en même temps plus brillante que la première. C'est le bord *interne* de la ligne lumineuse étroite B qui correspond au bord du canal, et c'est lui qu'on doit viser. C'est ce dont on peut s'assurer sans peine, en opérant sur un tube fermé par le bas, à moitié rempli d'eau, et en visant au niveau du ménisque. Quelques précautions que l'on prenne, la visée présente toutefois toujours quelque difficulté, et le rayon interne du tube ne peut guère être déterminé à plus de $0^{mm},1$ près, exactitude d'ailleurs bien suffisante pour pouvoir effectuer les corrections de capillarité.

Par suite même du degré limité d'exactitude qu'il est possible

d'obtenir, il est plus simple et parfaitement suffisant d'effectuer les mesures à l'œil nu. Plaçant l'œil à 30^{cm} environ du tube, placé verticalement et éclairé comme il a été dit plus haut, on applique horizontalement contre lui une règle graduée en demi-millimètres. Il suffit de lire directement sur cette règle (en estimant à l'œil les $\frac{1}{10}$ de millimètre), les largeurs apparentes a de l'enveloppe extérieure et b du canal central. Le rapport $\frac{a}{b}$ mesure en effet $\frac{\tang\varphi}{\tang\varphi'}$, que l'on peut confondre avec $\frac{\sin\varphi}{\sin\varphi'}$; la formule (4) devient alors simplement

$$\frac{\rho}{R} = \frac{a}{1,5\,b}.$$

Parmi les divers essais que j'ai faits de cette méthode, je citerai les résultats relatifs à un tube à parois peu épaisses qui, d'après un jaugeage à l'eau, avait un rayon intérieur de $5^{mm},4$. L'observation par la méthode optique a donné, pour ce même rayon, $5^{mm},3$ par l'emploi du microscope et $5^{mm},5$ par visée à l'œil nu.

G. QUINCKE. — On the measurement of magnetic forces by means of hydrostatic pressure (Mesure des forces magnétiques au moyen de pressions hydrostatiques); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XVII, p. 447, et *Berliner Sitzungsberichte*, 1884.

Un liquide isolant et électrisé subit dans un champ électrique des pressions à peu près égales parallèlement aux lignes de force et perpendiculairement à ces lignes. Ces forces sont proportionnelles au carré de l'intensité électrique au point considéré et à la constante diélectrique du liquide. Si les substances magnétiques se comportent comme les diélectriques, il doit donc se produire sur un liquide magnétique, dans le voisinage d'un aimant, une pression normale aux lignes de force, par exemple, exprimée par

$$p = \frac{K}{8\pi} H^2,$$

où H est l'intensité magnétique au point considéré, et K la *constante diamagnétique* du liquide. La constante de l'air est 1.

Pour un liquide environné d'air, la différence des pressions subies par le liquide et par l'air sera proportionnelle à (K — 1).

M. Quincke emploie un champ dont l'intensité varie de 300 à 12000 unités C.G.S. Il tient compte du magnétisme rémanent, qui s'élève de 15 à 500, suivant la distance des armatures : ce champ est sensiblement indépendant de l'intensité du courant.

L'auteur a d'abord employé une disposition analogue à celle de ses expériences sur les pressions électriques et s'est servi d'un manomètre à sulfure de carbone. La pression déterminée par l'aimantation est mesurée par la différence de niveau h entre les deux branches du manomètre, et, si l'on désigne par d la densité du liquide manométrique, on a

$$hd = \frac{K-1}{8\pi} H^2.$$

On peut remplacer le sulfure de carbone par le fluide magnétique lui-même. L'axe de l'électro-aimant est, par exemple, horizontal, et l'on dispose entre les pôles l'une des branches très étroites d'un tube en U, où l'on verse du liquide jusqu'à ce que le ménisque se trouve au milieu du champ. L'autre branche est à une distance de $0^m,20$.

La différence des niveaux qui s'établit quand on anime l'électro-aimant est observée au microscope ou au cathétomètre suivant sa grandeur. Elle a la même expression que ci-dessus.

On observe le même phénomène si l'on introduit la branche étroite du tube en U dans l'axe de l'électro-aimant rendu vertical, de manière que le ménisque se trouve toujours au milieu du champ.

Dans ces expériences, la différence de niveau h dépasse $0^m,032$ pour les substances magnétiques et atteint $0^m,0007$ avec les liquides diamagnétiques.

Cette hauteur h s'éleva à $0^m,095$ pour une intensité magnétique de 20000 C.G.S. On peut donc utiliser ces pressions hydrostatiques pour la mesure des intensités magnétiques.

Ces pressions peuvent aussi servir à mesurer ce que M. G. Wiedemann appelle le *magnétisme atomique* des métaux, dans une série de sels de même composition chimique.

L'accroissement de pression Δp produit sur une solution sa-

line dans un champ magnétique se compose de deux parties Δp_1 et Δp_2 dues au dissolvant et au sel anhydre.

Soient

G la proportion pour 100 du sel;
E son équivalent chimique;
d son poids spécifique;
d_1 celui de l'eau;
h_1 la différence de niveau que produirait sur l'eau l'intensité magnétique H.

$$hd = \Delta p = \Delta p_1 + \Delta p_2,$$

$$\Delta p_1 = h_1 d_1 \frac{100 - G}{100},$$

$$\Delta p_2 = A \frac{Gd}{E} H^2.$$

et, par suite,

$$A = \left(h - h_1 \frac{d_1}{d} \frac{100 - G}{100}\right) \frac{E}{G} \frac{1}{H^2}.$$

A désigne la pression magnétique (en grammes par centimètre carré) qui s'ajoute à la pression atmosphérique lorsqu'une dissolution contenant 1 équivalent de sel par unité de volume est placée en un point où l'intensité magnétique est égale à 1.

Remarques. — Si l'on introduit une bulle d'air dans un liquide magnétique placé entre les pôles d'un électro-aimant vertical, de manière qu'elle ne touche que le pôle supérieur, on trouve que cette bulle ne se déforme pas quand on anime l'électro-aimant. Ainsi les forces magnétiques n'altèrent pas sensiblement le ménisque du fluide magnétique au contact de l'air; l'accroissement de la pression exercée sur la bulle est donc le même dans le sens des lignes de force et dans la direction perpendiculaire.

Une bulle d'air, placée dans un milieu isolant, entre les lames horizontales d'un condensateur, change de forme; au contraire, lorsqu'on charge l'appareil, elle s'allonge dans la direction des lignes de force.

M. Quincke suspend entre les pôles d'un fort électro-aimant une goutte de divers liquides et n'observe aucun changement dans la forme de la goutte quand il excite l'électro-aimant. Les liquides

soumis à l'expérience sont le sulfate et le chlorure de magnésie, le perchlorure de fer, le sulfate de cobalt, l'eau et un amalgame de fer. A. LEDUC.

W. VON BEETZ. — Ueber Normalelemente für electromotorische Messungen (Sur des éléments normaux pour des mesures de forces électromotrices); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XVIII, p. 13; 1884.

L'auteur fait la critique des éléments actuellement en usage pour les mesures de forces électromotrices. Les éléments Daniell les mieux construits ne restent constants que pendant un temps relativement restreint. On ne peut guère compter sur leur constance que pour la durée d'une série d'expériences : il faut les remonter trop souvent. L'élément Latimer-Clark présente deux inconvénients très graves : sa force électromotrice varie beaucoup avec la température, défaut qui n'existe pas dans le daniell; en outre, elle baisse d'une manière très considérable à la moindre fermeture de l'élément sur lui-même, quelque petit que soit le temps de fermeture. L'auteur a constaté une perte de 2 pour 100 quand l'élément était resté fermé sur lui-même pendant une demi-minute.

D'après l'auteur même, l'élément Latimer-Clark peut être débarrassé de ses défauts : il suffit de lui donner une résistance suffisamment grande, afin que le courant produit soit toujours très faible. A cet effet, on remplit un tube deux fois recourbé à angle droit (de $0^m,01$ de diamètre et de $0^m,75$ de longueur de branches) de la pâte composée de sulfate mercureux et de sulfate de zinc. On fait bouillir la pâte jusqu'à ce que, après refroidissement, elle se prenne en une masse solide très dure. Au bout de l'une des branches, on établit le pôle zinc, à celui de l'autre le pôle mercure, et l'on bouche les deux branches avec de la paraffine. Cet élément, qu'on peut, pour plus de commodité, fixer à la table d'expérience, possède une résistance intérieure de $15\,700^{ohms}$, et sa force électromotrice est un peu plus faible que ne l'indique Latimer-Clark. Si l'on admet pour la force électromotrice de 1 daniell normal (avec l'eau acidulée) $1^{volt},195$, celle de l'élément

à mercure est $1^{volt},449$ (au lieu de 1,457). Si l'on ferme l'élément sur lui-même, sa force électromotrice baisse, et le Tableau suivant peut donner une idée de la variation de la force électromotrice avec la durée de la fermeture :

Durée de la fermeture.	Force électromotrice en volts.
5^m	1,440
1^h	1,439
4^h	1,439
6^h	1,437
12^h	1,434
48^h	1,408

On voit que la polarisation de l'élément était très faible. Le courant qui le traversait n'était, du reste, que de $0^{amp},0000091$. Après 48 heures de fermeture, qu'on peut facilement éviter, la force électromotrice n'avait baissé que de 2 pour 100. L'élément, une fois affaibli, revient lentement à sa force électromotrice primitive. Après 24 heures, elle était de $1^{volt},430$. L'auteur applique le même principe, qui consiste à remplacer le conducteur liquide par un électrolyte solide, à l'élément Daniell. A cet effet, on mélange du plâtre blanc de Paris avec une dissolution concentrée de sulfate de cuivre et l'on remplit l'une des branches d'un tube en U; lorsque la pâte a fait prise, on remplit l'autre branche avec un mélange analogue d'albâtre et de sulfate de zinc. De cette manière, les deux pôles se touchent directement. Avant la solidification, on plante un fil de cuivre dans la pâte cuivrique et un fil de zinc dans la pâte à sulfate de zinc. On dégage, après la solidification des pâtes, les deux extrémités du tube et on les bouche avec de la paraffine. On a comparé trois de ces éléments avec 1 daniell fait avec des dissolutions concentrées de sulfates de cuivre et de zinc, pris pour unité, et des mesures effectuées à différents jours ont donné les nombres suivants :

	I.	II.	III.
	volt	volt	volt
	0,996	0.993	1,000
	0,998	0,996	0,996
	1,000	0,999	0,993
	»	0,999	»
Moyennes...	0,998	0,996	0,997

La diminution de la force électromotrice avec la température est de 0,015 pour 100 par degré entre 1° et 21°. Ce coefficient augmente avec la température. Pour l'élément III, ce coefficient était de 0,061 entre 32° et 55°, tandis que pour l'élément Latimer-Clark ce coefficient est 0,08, d'après MM. Helmholtz et Kittler. Dans ces limites restreintes de température, où se font les mesures de forces électromotrices, l'influence de la température est donc négligeable. L'auteur a encore recherché l'influence de la fermeture des éléments sur eux-mêmes. Une fermeture d'une demi-minute de durée n'a produit aucun effet sur les éléments I et II; l'élément II est tombé de 1,000 à 0,997; mais il revient très vite à sa valeur primitive. Les variations produites par des fermetures de plus longues durées sont indiquées dans le Tableau suivant:

I.		II.		III.	
			1,000		1,000
eur primitive.	0,998	Après 1^h.....	0,994	Après 15^m.....	0,996
rès 10^m.....	0,991	» 15^m.....	0,988	» 50^h.....	0,994
» 35^m.....	0,988	» 20^m.....	0,988	» 17^h.....	0,989
» $14^h 30^m$....	0,975	» 20^m.....	0,993	» 5^m d'ouvert..	0,994
» »	0,996	» $15^h 30^m$.....	0,987		
» 15^h.....	0,986	» 24^m.....	0,986		
» 5^m d'ouvert.	0,994	» 39^m.....	0,987		
		» 5^m d'ouvert..	0,994		

Tous les éléments sont revenus à leur force électromotrice primitive après 15 minutes d'ouverture. La valeur moyenne de la force électromotrice de 1 daniell sec est de $1^{volt},059$, si l'on prend $1^{volt},059$ comme valeur de la force électromotrice de 1 daniell à dissolutions concentrées de sulfates de cuivre et de zinc. La résistance intérieure de l'élément II était $14^{ohms},600$ et celle de l'élément III $13^{ohms},500$. L'intensité du courant dans l'élément II (fermé sur lui-même) était de $0^{amp},000072$, et dans l'élément III $0^{amp},000078$. Dans le premier, il se déposait ainsi $0^{mgr},08$ de cuivre, dans le second, $0^{mgr},09$.

Ces éléments secs se recommandent encore pour la charge des électromètres à quadrants. Comme ici la résistance est indifférente, on peut la faire très petite. L'auteur a disposé une pile de 144 éléments, formée de douze séries de 12 éléments. Chaque élément est formé d'un tube de verre de 5^{mm} de diamètre, rempli

par moitié de la pâte cuivrique et de la pâte de sulfate de zinc, et bouché à la paraffine. La pile donnait aux deux pôles une différence de potentiel de 152 volts. Il aurait fallu, pour obtenir la même force électromotrice, une pile à eau de 156 éléments frais ou de 200 éléments affaiblis. Toute la pile occupe une superficie de 16^{cq}. KROUCHKOLL.

KNUT ÅNGSTRÖM. — Un nouveau géothermomètre; *Bihang till K. Svenska vetensk. Akad. Handlingar*, t. VIII, 1884.

Le réservoir de ce thermomètre plonge dans une cuvette de fer un peu plus large, pleine de mercure. La tige en est ouverte et reçoit un fil métallique court, que l'on manœuvre depuis la surface du sol par l'intermédiaire d'une tige métallique à crémaillère T et d'un pignon. Dès que le fil arrive au contact du mercure, un circuit électrique comprenant un électro-aimant se trouve fermé, et le pignon est arrêté par le contact de l'électro-aimant. Il suffit alors de lire la position d'un index porté par la tige T sur une échelle graduée d'avance par comparaison, et l'on obtient la température. Le détail de la construction est tel que les dilatations des diverses parties de l'instrument se compensent à peu près : il n'y a donc pas à faire de correction de température.

Le géothermomètre de M. Ångström a été comparé par lui à un géothermomètre disposé, il y a une quarantaine d'années, par Hamberg, à une profondeur de 1^{m}. Les deux instruments placés dans le voisinage l'un de l'autre ont indiqué une différence variable suivant les saisons et dont la valeur moyenne atteignait $0^{\circ},5$. Vérification faite, il s'est trouvé que, dans le cours des années, le thermomètre de Hamberg était remonté de lui-même, sans doute à la suite d'un dégel, et n'était plus qu'à $0^{m},95$ de profondeur, ce qui rend un compte exact des différences observées. Les deux instruments peuvent donc être considérés comme donnant des indications concordantes. E. BOUTY.

NATURE.

(Mai 1883-Avril 1884).

S.-P. TOMPSON. — Ombres électriques.

F. SMITH. — Ombres électriques.

L'auteur décrit la disposition employée par M. Righi pour obtenir ces ombres dans l'air libre. On fait passer la décharge d'une bouteille de Leyde entre une pointe effilée et un disque d'ébonite garni en dessous d'une feuille de cuivre réunie à l'armature extérieure de la bouteille.

La figure qu'on veut projeter est taillée dans un clinquant et placée plus près du disque que de la pointe. Le mélange de soufre et de minium donne une ombre rouge entourée de noir sur fond jaune.

Si la pointe est positive ou inversement, avec une plaque au gélatinobromure, on peut photographier les ombres.

M. Smith remplace le disque d'ébonite par un gâteau de résine, la bouteille de Leyde par une machine ordinaire, la pointe est une grande aiguille plantée dans un bouton de cire : on peut donc facilement construire l'appareil. Il remarque que, lorsqu'on incline la pointe, la forme des ombres change comme celle des ombres lumineuses et que l'électrisation du gâteau de résine modifie notablement la forme des ombres et leur donne des contours plus nets.

S.-P. THOMPSON. — Un support isolant à bon marché.

On élargit en soufflant l'extrémité fermée d'un gros tube et l'on engage cette extrémité dans une couche de paraffine coulée dans un flacon à large goulot. A la partie supérieure du tube, on fixe un support convenable et l'on ajoute au besoin dans le flacon un peu d'acide sulfurique.

HUGHES. — Nouvelle balance magnétique.

Une petite aiguille aimantée est suspendue par un fil de cocon entre deux bobines dont l'une agit sur le corps essayé, l'autre com-

pense l'action exercée sur l'aiguille par la première. On ramène l'aiguille au zéro avec un aimant mobile sur un cadran dont les divisions indiquent l'action exercée par cet aimant sur l'aiguille.

EDELMANN. — Électromètre.

Cet appareil diffère de l'électromètre à quadrants ordinaire en ce que les quadrants sont remplacés par un tube métallique coupé en quatre par deux plans rectangulaires.

L'aiguille est formée aussi de deux portions de cylindre réunies en haut et en bas ; elle est portée par une suspension bifilaire ou par un fil de cire muni d'un aimant directeur ; elle se termine par une petite plaque qui plonge dans l'acide sulfurique. On charge les secteurs avec une pile. Cette disposition permet d'enlever et de mettre facilement l'aiguille en place sans avoir à régler la position des quadrants.

TH. et A. GRAY. — Nouveau galvanomètre à réflexion très sensible. — Nouvelle forme du galvanomètre astatique.

Deux petits aimants en fer à cheval sont réunis par une petite lame d'aluminium et suspendus de façon que leurs plans soient verticaux. Les branches plongent dans deux paires de bobines creuses à axe vertical. Ce système bien réglé est complètement astatique : on le suspend comme d'ordinaire.

On peut aussi former un système astatique avec deux aiguilles rectilignes verticales dont les pôles de nom contraire sont en regard l'un de l'autre ; elles sont réunies par une lame d'aluminium. Le système se comporte comme les aiguilles ordinaires, si l'on place la partie supérieure hors du multiplicateur et la partie inférieure en dedans. L'influence des aimants extérieurs sur ces aiguilles est nulle.

GORE. — Pile thermo-électrique pour la mesure des petites forces électromotrices.

Chaque couple de cette pile est formé d'un fil de fer recouvert

de coton et d'un fil de maillechort non recouvert. Les extrémités sont recourbées et plongent dans des caisses contenant de la paraffine fondue et du pétrole non volatil (les liquides destinés à chauffer les soudures ne doivent pas être conducteurs). On réunit 300 de ces couples sur une règle et l'on attache l'un des fils à un curseur mobile qui se met facilement en communication avec les fils de maillechort.

Une pile de 295 couples donnait pour une différence de température de 130° $1^{volt},005$ avec une résistance de $95^{ohms},6$. On pourrait prendre cette pile comme étalon de force électromotrice.

SHELFORD BIDWELL. — Renversement du phénomène de Hall.

L'expérience faite avec une feuille d'or rectangulaire donne la déviation ordinaire, soit lorsque la feuille est entière, soit après qu'on y a pratiqué, dans le sens du courant, deux fentes étroites laissant entre elles un intervalle de 4^{mm} environ, si les électrodes parasites sont placées près des bords. Mais, si l'on met ces électrodes à 4^{mm} ou 5^{mm} de la bande laissée intacte, le galvanomètre dévie en sens inverse.

L'auteur considère cette expérience comme une vérification de la théorie qu'il a proposée pour expliquer le phénomène de Hall [1].

J. ERICSSON. — Moteur solaire et température du Soleil.

Le réflecteur parabolique ordinaire est remplacé par une portion de cylindre recouverte de lames de glace argentées à la face inférieure, la chaudière est cylindrique et placée dans l'axe du réflecteur. Des quantités de chaleur reçues par le générateur, M. Ericsson conclut que la température du Soleil doit être très supérieure à celles que nous pouvons produire.

---

[1] Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 363.

J. TYNDALL. — Un nouveau point de ressemblance entre l'acide carbonique et le sulfure de carbone.

On sait que l'acide carbonique, qui est très transparent pour les radiations de la plupart des flammes, est au contraire presque opaque pour la flamme d'oxyde de carbone. Le sulfure de carbone se comporte de même ; ainsi une couche mince de sulfure laisse passer 90 pour 100 de la radiation d'une flamme d'hydrogène et seulement 25 pour 100 de celle de l'oxyde de carbone.

PIAZZI SMYTH. — Cyanogène dans une petite étincelle d'induction dans l'air libre.

M. Smyth remarque, dans la planche donnée par M. Lecoq de Boisbaudran comme étant le spectre de l'étincelle au pôle négatif dans l'air, un certain nombre de raies, entre autres une violette, qui n'appartient pas à l'air humide. Ces raies se rapprochent de celles que lui-même avait attribuées au cyanogène : il les considère donc comme une preuve de la présence de ce gaz dans l'étincelle.

PH. SLEEMAN. — Nouveau prisme polariseur de Feussner.

Ce prisme est composé d'une lame mince doublement réfringente, placée entre deux prismes de verre dont les bases sont perpendiculaires aux arêtes.

La lame est ordinairement de l'azotate de soude qui se clive facilement; les indices sont 1,587, 1,536; on la colle avec un mélange de résine dammar et de naphtaline monobromée. On peut aussi employer le spath, mais il est difficile de trouver un mastic convenable. Cette disposition est analogue à celle proposée par M. Jamin (lame de spath dans une cuve de sulfure de carbone); elle permet de se passer de gros morceaux de spath, mais elle semble plus pratique pour les petits appareils que pour les gros.

LIVEING et DEWAR. — Étude spectroscopique des explosions gazeuses.

Lorsqu'on examine au spectroscope la flamme qui accompagne l'explosion d'un mélange d'hydrogène et d'oxygène dans un tube de fer, on y aperçoit un grand nombre de raies du fer et d'autres métaux qu'on a introduits d'avance dans le tube sous forme de poudre ou de composés. Les mélanges d'oxyde de carbone et de gaz d'éclairage avec l'oxygène donnent un spectre continu plus brillant, mais les raies métalliques sont moins nettes qu'avec l'hydrogène.

Il semble étonnant que des métaux volatils, comme le zinc, le mercure, le cadmium, ne donnent pas de raies dans ces circonstances. On remplace avec avantage l'étude directe, qui est difficile par la photographie.

LIVEING et DEWAR. — Renversement des raies de l'hydrogène.

Sous la pression de 1^{atm}, l'étincelle d'une bobine ordinaire renforcée par une bouteille de Leyde donne les raies ordinaires de l'hydrogène; mais, si l'on augmente la pression, une raie sombre apparaît dans F et est facilement visible entre 2^{atm} et 3^{atm}. On peut aussi se servir d'un tube de Plücker qu'on observe dans le sens de l'axe : on constate une absorption en C et F à la limite de séparation du spectre continu correspondant à la partie étroite et du spectre de raies de la partie large du tube.

C. Daguenet.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome III. — Novembre 1884.

Berthelot. — *Remarques sur le principe du travail maximum*. p. 368.

J. Violle. — *Note sur l'étalon absolu de lumière*, p. 373.

R. Bunsen. — *Condensation de l'acide carbonique sur les surfaces de verre unies*, p. 407.

Boussingault. — *Sur la température de la grêle*, p. 425.

Décembre 1884.

E. Bouty. — *Sur la conductibilité électrique des dissolutions salines très étendues*, p. 433.

G. Frölich. — *Mesure de la chaleur solaire*, p. 500.

W. Huggins. — *Sur une méthode permettant de photographier la couronne solaire en dehors des éclipses*, p. 540.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXIII, n° 12; 1884.

O. Lummer. — *Nouveau phénomène d'interférence*, p. 513.

K. Wesendonck. — *Diathermansie des solutions d'esculine*, p. 548.

W. Woigt. — *Théorie de la dispersion et de l'absorption, spécialement étude des propriétés optiques de la fuchsine solide*, p. 554.

W. Woigt. — *Théorie de l'absorption de la lumière dans les cristaux*, p. 577.

W. Müller-Erzbach. — *Nouvelle méthode pour évaluer la force élastique de la vapeur d'eau dans les sels hydratés*, p. 607.

E. Pfeiffer. — *Conductibilité électrique des solutions d'acide carbonique. Méthode pour mesurer les conductibilités des liquides sous de hautes pressions*, p. 625.

O. Bockmann. — *Résistance électrique du contact de charbon d'un microphone, pendant le mouvement*, p. 651.

H. Wild. — *Mesure de la valeur de l'unité de résistance de Siemens en unités absolues électromagnétiques*, p. 655.

J. Rosenthal. — *Nouveau galvanomètre*, p. 677.

K. Schering. — *Le magnétomètre quadrifilaire; nouvel instrument pour la mesure des variations de la composante verticale du magnétisme terrestre*, p. 686.

OBSERVATIONS RELATIVES A LA COURONNE VISIBLE ACTUELLEMENT AUTOUR DU SOLEIL;

PAR M. A. CORNU.

Le phénomène d'illumination colorée qu'on aperçoit autour du Soleil, depuis plusieurs mois, présente une foule de particularités intéressantes, qui ne me paraissent pas avoir encore été signalées; en voici une description succincte :

1° *Variation de forme et de coloration.* — La couronne rougeâtre, concentrique au Soleil, observée par M. Thollon (*Comptes rendus* des 24 mars et 8 septembre 1884) et par M. le Dr Forel (11 août et 1er septembre 1884) est la manifestation la plus simple de ce phénomène; elle n'apparaît, sous cette forme géométrique, que quand le Soleil est à une grande hauteur au-dessus de l'horizon, au milieu d'un ciel suffisamment pur; mais, lorsque le Soleil s'abaisse, l'arc inférieur de la couronne s'élargit et devient plus intense; au-dessous, sur l'horizon, naît une bande colorée de même teinte, qui s'élargit aussi vers la couronne, comme attirée par elle; cette bande s'étend peu à peu dans tous les sens, atteint la couronne et finit en quelque sorte par l'englober.

Pendant cette déformation, l'espace brillant intérieur, d'un blanc légèrement bleuâtre, reste sensiblement circulaire; par une illusion facile à expliquer, le Soleil paraît n'en plus occuper le centre, mais un point de plus en plus rapproché du bord inférieur; finalement, lorsque le Soleil atteint l'horizon, le cercle intérieur de la couronne y devient aussi tangent au même point (1). Dans l'intervalle, les teintes se modifient d'une manière continue; elles passent d'abord par la couleur dite *jaune de Naples* et tournent ensuite au jaune brunâtre. Après le coucher du Soleil, la couronne prend l'apparence d'une fumée légère et s'efface peu à peu; les colorations se fondent avec celles du Soleil couchant, mais en rap-

(1) J'ai observé, pour la première fois, cette apparence à la fin du mois de novembre dernier, le lendemain de la première apparition des beaux crépuscules: depuis, je l'ai revue à chaque coucher de soleil dans un ciel pur.

pelant le plus souvent, dans les régions supérieures, les teintes rosées des beaux crépuscules de l'hiver dernier.

Telle est la succession des apparences qu'on peut voir pendant une belle journée, lorsque le ciel est pur ; de petits nuages n'empêchent cependant pas l'observation; ils offrent même l'occasion de constater que l'illumination colorée se produit derrière eux, c'est-à-dire au-dessus d'eux, car ils se détachent en blanc bleuâtre sur les teintes rousses, orangées ou jaunes, dont il est ici question.

La brume ou les cirrhus légers suffisent généralement à effacer tous ces phénomènes; mais les cumulus épais, avec trouées de ciel bleu, permettent, dans certaines circonstances météorologiques, de faire des observations encore plus curieuses, lorsque ces trouées s'ouvrent sur la couronne. La couleur rousse assez effacée que la couronne présente d'ordinaire se change en un rouge de cuivre extrêmement vif, se fondant par diverses nuances intermédiaires avec le bleu azur sur lequel il se détache. La succession des teintes de la couronne, qu'on aperçoit mal sur le ciel pur, se voit alors avec netteté dans l'ordre suivant : à partir du centre, bleu azur clair, gris teinte neutre, jaune brun, jaune orangé, rouge cuivre, rouge pourpre et violet sombre; elle offre beaucoup d'analogie avec la succession des teintes du premier anneau des couronnes de diffraction que présentent les nuages légers : on peut donc faire souvent la comparaison directe.

L'apparition de ces teintes si vives ne se produit pas à toutes les trouées ouvertes sur la couronne; une seconde condition est nécessaire : il faut que, sur la ligne de visée, les couches brumeuses soient dans l'ombre; autrement, les couleurs sont lavées de blanc et ne diffèrent en rien des teintes ordinaires; cette condition devient évidente, lorsqu'on suit les traînées blanches ou *rayons* qui divergent du Soleil à travers ces trouées, car c'est en dehors de ces *rayons* qu'on observe ces teintes rouges de feu d'un éclat si extraordinaire.

Ces observations conduisent à penser que le phénomène se produit dans une région de l'atmosphère notablement plus élevée que le niveau des cumulus et même des cirrhus (1) et qu'il acquerrait,

(1) On voit, en effet, assez souvent, des nuages offrant le phénomène du halo

pour un observateur situé dans les régions de l'atmosphère où toute brume terrestre disparaît, l'intensité extraordinaire que j'ai entrevue dans les circonstances précitées.

C'est justement la conclusion à laquelle arrive M. le Dr Forel, d'après ses observations à des altitudes croissantes dans les Alpes : cette concordance, obtenue par deux voies si différentes, donne une grande probabilité à l'hypothèse qui placerait le siège du phénomène à une altitude considérable.

2° *Procédé pour augmenter la visibilité du phénomène.* — Les circonstances météorologiques permettant d'observer ces couleurs éclatantes sont très rares : dans nos climats du centre de la France, les teintes de la couronne sont pâles, même dans les belles journées; on peut toutefois leur donner beaucoup d'éclat par un artifice très simple; il consiste à cacher le disque du Soleil par un écran opaque et à observer le ciel à travers un milieu coloré convenable : certains verres d'un rose violacé, diverses substances en solution, parmi lesquelles on peut citer l'alun de chrome et surtout le violet d'aniline ([1]), permettent d'apercevoir la couronne, lors même que la brume l'efface presque entièrement à l'œil nu.

Lorsqu'on a réglé la teinte des verres ou la concentration de la liqueur d'après la meilleure visibilité du phénomène, on reconnaît avec un spectroscope que l'absorbant a enlevé le milieu du spectre (le jaune et le vert), sans avoir sensiblement altéré les couleurs extrêmes (le rouge, le bleu et le violet). Aussi la couronne apparaît-elle en rouge sur fond bleu violacé.

Il paraît nécessaire, pour une bonne visibilité, de conserver à l'absorbant la transparence pour les couleurs extrêmes; car un verre rouge à vitrail, qui éteint tout, sauf le rouge, dessine mal la couronne, et une cuve de bleu céleste (sulfate de cuivre ammoniacal), qui intercepte le rouge, le jaune et le vert, efface entière-

---

de 22° se détacher en blanc clair sur la teinte cuivrée de la couronne : la couronne n'a comme diamètre moyen que les $\frac{2}{3}$ du diamètre du halo.

([1]) On improvise la petite cuve nécessaire à l'observation, en collant à chaud avec de la paraffine un anneau de carton de Bristol entre deux verres. On commence par regarder le ciel à 90° du Soleil pour effacer certaines impressions physiologiques persistantes, puis on approche progressivement du centre du phénomène.

ment le phénomène ([1]); le ciel paraît d'un bleu presque uniforme jusqu'au bord du disque solaire.

Il résulte de ces observations que le phénomène décroît en intensité avec la réfrangibilité de la lumière émise : nous retrouverons plus loin des conclusions semblables.

3° *Observations polariscopiques.* — Cette couronne circomsolaire n'a pas seulement troublé l'uniformité de la teinte bleue du ciel autour du Soleil, elle a apporté une perturbation considérable dans la polarisation atmosphérique, spécialement aux environs des points neutres.

On sait qu'il existe dans le ciel pur (que j'appellerai *normal* par opposition à l'état actuel) trois *points neutres,* c'est-à-dire trois points dont la lumière est dépourvue de toute polarisation; à savoir : le point d'Arago, situé au-dessus du point antisolaire; le point de Babinet, au-dessus du Soleil; le point de Brewster, au-dessous; tous trois dans le vertical de l'astre.

Depuis l'apparition de la couronne, les distances respectives de ces trois points aux centres solaire et antisolaire ont varié d'une quantité considérable : en outre, *quatre nouveaux points neutres ont apparu, deux à deux symétriquement placés par rapport au vertical du Soleil, à peu près à la hauteur des centres solaire et antisolaire.*

L'observation des deux nouveaux points neutres à droite et à gauche du Soleil est particulièrement facile en interposant un verre rouge entre l'œil et le polariscope ([2]) de Savart; ils sont situés à l'extérieur de la couronne rouge : un verre de couleur verte montre des points neutres moins écartés, et un verre bleu cobalt les rapproche à une distance très faible du Soleil. *L'intensité de*

([1]) La photographie ne m'a donné aucune trace appréciable de la couronne un jour où le phénomène était passablement visible : le collodion employé avait été choisi de manière à présenter le maximum de sensibilité entre les raies C et H.

([2]) Il est nécessaire, pour une bonne perception des franges, de disposer le polariscope comme la loupe des horlogers, pour protéger latéralement l'œil qui observe, de couvrir l'autre œil avec la main et de maintenir tout le visage à l'ombre derrière un écran convenable. Un point neutre est caractérisé par les deux conditions suivantes : c'est un point où les franges du polariscope s'effacent : 1° quelle que soit leur orientation; 2° en devenant complémentaires sur leur prolongement.

la perturbation décroît donc avec la réfrangibilité de la lumière émise : l'analyse du phénomène polariscopique, comparé à celui des années antérieures, montre que la perturbation correspond en chaque point à la superposition d'un faisceau polarisé dans un plan perpendiculaire au plan passant par le Soleil.

Les deux nouveaux points neutres, voisins du point antisolaire, sont au contraire difficiles à observer : il faut employer un double verre rouge à vitrail pour opérer sur une radiation aussi monochromatique et aussi peu réfrangible que possible. Le champ de vision est sombre : néanmoins les franges sont bien visibles si le ciel est pur; malheureusement le phénomène ne dure que quelques minutes avant le coucher du Soleil. On reconnaît alors, dans l'allure des franges observées, sous toutes les orientations, entre l'horizon et le point neutre d'Arago, l'analogue de ce qui se produit entre le Soleil et le point neutre de Babinet : on est ainsi conduit à l'existence de deux autres points neutres. Toutefois, comme l'identité n'est pas et ne peut pas être absolue, en raison de la différence des circonstances, je ferai quelques réserves sur la constitution de ces points (1) et je demanderai que l'on considère l'affirmation de leur existence comme la manière la plus simple et la plus brève de caractériser la perturbation qui existe actuellement au voisinage du point antisolaire.

4° *Observations polarimétriques et photométriques.* — La perturbation n'est pas moins grande aux environs du point où la polarisation est maximum, c'est-à-dire dans le vertical du Soleil à 90° de l'astre : la proportion maximum de lumière polarisée, qui, dans les belles journées atteignait, ces années dernières, le chiffre de 0,75, n'a presque jamais dépassé 0,48.

Une diminution accidentelle de la proportion de lumière polarisée correspond d'ordinaire à une simple augmentation de la brume; mais la permanence d'une proportion aussi faible, dans les conditions météorologiques les plus diverses, rapprochée des per-

---

(1) L'*effacement* des franges est à peu près complet en ces points; mais leur *inversion*, qui doit se faire ici sur une zone étroite, n'est pas observable avec une lumière si faible et si peu homogène.

turbations signalées plus haut, paraît indiquer l'existence permanente d'une cause agissant comme la brume pour diffuser de la lumière neutre (ou polarisée normalement au plan du Soleil) et diminuer la polarisation apparente du ciel bleu.

Des mesures photométriques, faites autour du disque solaire, mais dont le détail m'entraînerait trop loin, conduisent à la même conclusion.

L'observation polarimétrique faite avec un verre rouge ou un verre bleu cobalt montre que la proportion de lumière polarisée est moindre pour les radiations rouges que pour les radiations bleues : là encore l'intensité de la perturbation décroîtrait donc avec la réfrangibilité.

Cette description sommaire est trop incomplète pour permettre des conclusions rigoureuses sur la cause du phénomène : elle suffit cependant à montrer que cette cause est liée vraisemblablement à l'explosion du Krakatau. Les observations rapportées plus haut seraient assez nombreuses pour appuyer l'hypothèse très naturelle d'un nuage de particules ténues d'un diamètre moyen presque constant, lancées par le volcan dans les hautes régions de l'atmosphère.

On peut en effet produire, à l'aide de corpuscules présentant des diamètres sensiblement égaux, un phénomène de diffraction qui offre avec la couronne solaire l'analogie la plus complète : l'expérience est particulièrement facile à réaliser avec les spores de champignons (lycopode, charbon de maïs, lycoperdon) ; il suffit d'en saupoudrer une lame de glace et d'observer, à travers le nuage ainsi formé, la flamme d'une bougie placée dans une salle obscure. Les couronnes de diffraction qu'on aperçoit autour de la lumière reproduisent les teintes du phénomène solaire, d'autant mieux que les couronnes sont plus grandes.

Au lieu de spores on peut employer des globules sanguins dilués dans une solution de sulfate de soude au $\frac{1}{20}$, qu'on emprisonne entre deux verres comme pour les observations microscopiques : une goutte de sang suffit pour faire l'expérience [1]. Ce phénomène

---

[1] Ces expériences ont été projetées devant la Société de Physique par M. Jules Duboscq avec l'obligeant concours de M. Max. Cornu, professeur au Muséum, à qui je dois les spores de champignons, et de M. le Dr Gréhant, aide-

des couronnes est même tellement facile à reproduire qu'on l'aperçoit partout où des grains isolés se déposent ; le *voile* des épreuves photographiques, les buées, fumées, ou poussières qui s'attachent aux vitres, permettent toujours d'observer, par transparence, une couronne rousse qui borde le champ de lumière diffusée par les particules.

Bien que cette analogie des couronnes de diffraction avec le phénomène actuellement visible autour du Soleil donne une explication très plausible de la cause de ces apparences, je crois qu'on ne doit accepter cette explication qu'avec certaines réserves : en effet, le phénomène paraît plus complexe si l'on a égard en même temps au caractère particulier de la perturbation que présente la polarisation atmosphérique, caractère signalé plus haut, et qui tendrait à le rapprocher du *halo*.

Je remettrai à une époque ultérieure la discussion des causes probables de ce phénomène, lorsque les déterminations numériques que j'ai entreprises à ce sujet seront plus avancées.

RECHERCHES SUR LA COMBUSTION DES MÉLANGES GAZEUX EXPLOSIFS;

PAR MM. MALLARD ET LE CHATELIER.

Nous nous sommes proposés, dans nos recherches, entreprises sous les auspices de la *Commission du grisou,* de déterminer, pour un certain nombre de mélanges gazeux, la température d'inflammation, la vitesse de propagation de l'inflammation et la température de combustion en vase clos.

Une Note, contenant un résumé des résultats provisoires auxquels nous avait conduits une première étude de nos nombreux tracés graphiques, a déjà paru dans ce Recueil (2e série, t. I, p. 278 ; 1882). Depuis cette publication, des recherches nouvelles, ainsi qu'une étude plus complète de nos tracés, nous ont amenés à modifier un peu nos anciens nombres, et même à formuler quelques conclusions nouvelles. Notre travail complet, contenant tous les détails sur les procédés d'expérimentation et sur la marche des calculs

---

naturaliste au Muséum, qui a bien voulu exécuter la préparation des globules sanguins de la salamandre, du cochon d'Inde, du chien, etc.

laborieux qui nous ont permis de tirer parti des expériences, a paru dans les *Annales des Mines* (8e série, t. IV, 1883). Nous nous bornerons ici à compléter, sur les points les plus importants, notre Note de 1882.

I. — Vitesses de propagation de l'inflammation.

Nous n'avons rien à ajouter d'essentiel à ce que nous avons dit, dans notre première Note, sur les températures d'inflammation.

Nous ne reviendrons pas, non plus, sur les nombres assignés par nous à la vitesse, que l'on peut appeler normale, avec laquelle se propage l'inflammation dans un mélange explosif au repos.

Pendant que se faisaient nos recherches, MM. Berthelot et Vieille ont reconnu que, dans certaines circonstances particulières et pour certains mélanges explosifs, l'inflammation peut se propager avec une vitesse énorme, de plusieurs milliers de mètres par seconde. C'est ce qu'ils ont appelé l'*onde explosive*.

Ce résultat était de nature à infirmer l'existence d'une vitesse, en quelque sorte normale et spécifique, de l'inflammation dans les mélanges gazeux, vitesses qui, d'après nos expériences, ne dépasserait pas quelques mètres par seconde.

Nous avons alors étudié directement, et d'une manière continue, la propagation de l'inflammation par l'enregistrement photographique. Nous nous sommes servis de mélanges très photogéniques formés par le sulfure de carbone, soit avec l'oxygène, soit avec le bioxyde d'azote. Un tube en verre rempli du mélange détonant est placé en regard et parallèlement à l'axe d'un cylindre tournant, sur lequel est enroulé un papier sensible. La tranche enflammée, en se transportant dans le tube, dessine une courbe dont les abscisses donnent la position de la flamme dans le tube, et les ordonnées, le temps employé par la flamme à parvenir à cette position.

On constate ainsi qu'à l'origine la flamme se déplace dans le tube avec une vitesse parfaitement uniforme, et qui reste constante pour un même mélange; cette vitesse est de $1^m,25$ par seconde pour le mélange gazeux $CS^2 + 3AzO^2$.

Avec ce mélange, et au bout d'un certain temps, la flamme prend un mouvement vibratoire dont les amplitudes éprouvent des va-

riations considérables. Dans ce mouvement vibratoire, l'éclat de la flamme est toujours plus grand durant la période de mouvement en avant que durant la période de mouvement en arrière. Il peut même arriver, lorsque l'amplitude est grande, que la flamme s'éteigne durant cette dernière période.

Dès que le mouvement vibratoire commence, la vitesse de propagation devient très variable et s'accélère jusqu'à devenir plus de vingt fois plus grande que la vitesse normale. Le mouvement vibratoire peut persister jusqu'à la fin de la propagation; c'est ce qui arrive toujours pour le mélange en question avec des tubes ayant moins de 3^m de longueur et $0^m,03$ de section. Pour les tubes de dimensions supérieures, il arrive quelquefois que, soudainement, après une forte vibration, la flamme atteigne, avec une vitesse presque infinie, l'extrémité du tube. L'*onde explosive* de MM. Berthelot et Vieille a pris naissance.

L'onde explosive se produit presque toujours avec le mélange $CS^2 + 6O$; elle succède alors immédiatement à la période du mouvement uniforme.

Le passage de l'onde explosive est accompagné de pressions énormes, capables de pulvériser en menus morceaux des tubes qui résisteraient à des pressions statiques d'une centaine d'atmosphères.

L'éclat de la flamme, pendant l'onde explosive est beaucoup plus intense que pendant le mouvement uniforme.

En résumé, l'inflammation des mélanges gazeux peut se propager de deux manières principales, soit avec une vitesse uniforme et lente qui correspond à la déflagration des explosifs solides, soit avec une vitesse extrêmement considérable qui correspond à l'explosion des mêmes corps. La seule différence qui existe entre les explosifs solides et les explosifs gazeux, c'est que, dans les premiers, la manière dont est produite l'inflammation règle, en général, le mode de combustion, la flamme produisant la déflagration et le choc produisant l'explosion; tandis que pour les corps gazeux la déflagration se change spontanément en explosion au moins pour certains mélanges gazeux à propagation très rapide, et dans certaines conditions. Il y a en outre, pour les gaz, un mode de propagation vibratoire très variable et très irrégulier, qui est, en quelque sorte, intermédiaire entre la déflagration et l'explosion.

Nous avons cherché à expliquer ces curieux phénomènes, en admettant que la propagation à vitesse uniforme (déflagration) correspond à la propagation par conductibilité de la température d'inflammation. L'onde explosive, au contraire, se produit à partir du moment où, sous une influence quelconque, la pression instantanée exercée par la tranche enflammée sur celle qui la suit devient égale à celle qui est suffisante pour porter le mélange à la température d'inflammation. A partir de ce moment, l'inflammation se propage avec la vitesse de transmission de cette pression, c'est-à-dire avec la vitesse du son. Si l'on observe pour l'onde explosive une vitesse supérieure à la vitesse du son mesurée à la température ordinaire, cela tient à l'accélération que produit la température élevée des gaz.

Quant aux causes accidentelles qui peuvent ainsi augmenter considérablement, à un moment donné, la pression exercée par la tranche enflammée sur sa voisine, ce sont principalement, comme le montrent les expériences :

1° Le mouvement vibratoire accompagné de détente et de compression successives;

2° Le retour de l'onde comprimée réfléchie à l'extrémité fermée du tube;

3° La dilatation des gaz brûlés quand on enflamme le mélange près de l'extrémité fermée du tube qui le contient.

II. — Températures de combustion.

Notre procédé, pour mesurer les températures de combustion en vase clos, est celui de M. Bunsen, qui consiste à mesurer la pression instantanée déterminée par la combustion.

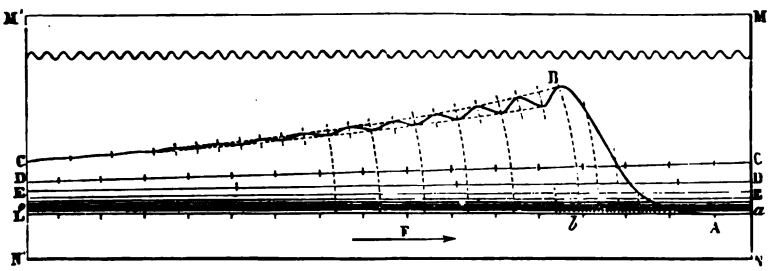
Nous avons commencé par nous servir d'un eudiomètre en verre épais muni d'un manomètre Deprez pouvant déceler les pressions les plus fugitives. Nous nous sommes aperçus que cette exquise sensibilité de l'appareil avait un très grave défaut, car on observait ainsi des pressions instantanées, du genre de celles qui se produisent dans la période vibratoire et dans la période explosive de la propagation de la flamme, pressions beaucoup plus considérables que la pression statique qu'il s'agit de mesurer. Nous avons donc renoncé à ce premier appareil et nous avons employé

celui qui est sommairement décrit dans notre première Note.

Nous rappellerons seulement ici que la pression développée dans un cylindre en fer de 4^{lit} de capacité était enregistrée d'une manière continue, par l'aiguille d'un manomètre construit par M. Bourdon, sur un cylindre tournant à la vitesse constante de 1^{m} par seconde environ. Le tracé graphique, ainsi enregistré, nous permettait de suivre la marche complète de la propagation de l'inflammation et du refroidissement de la masse gazeuse.

Nous donnons ici (*fig.* 1), très réduit, un de nos tracés se rap-

Fig. 1.



portant à la combustion d'un mélange d'air et de cyanogène. On voit que l'inflammation a commencé à se produire au moment où le style du manomètre était en A; le papier marchant dans le sens de la flèche, la flamme s'est propagée dans le cylindre, la pression s'est élevée, et le style s'est écarté de la génératrice AL pour décrire la courbe AB. Au moment où le style est arrivé en B, la propagation de l'inflammation était achevée, le refroidissement a commencé, et le style s'est abaissé en se rapprochant de l'abscisse AL, mais en exécutant une série de vibrations autour de la ligne d'équilibre. Ces vibrations s'éteignent assez rapidement, et le style trace la courbe de forme hyperbolique CDE..., ayant pour asymptote la génératrice *al* qui correspond à la pression exercée par le gaz brûlé ramené à la température initiale.

Lorsqu'on veut étudier les lois de la propagation, pendant la période correspondant à la portion de courbe AB, il faut tenir compte de l'accélération du style. Lorsqu'on veut étudier la loi du refroidissement pendant la période qui correspond à la portion de courbe BCD..., il faut éliminer l'influence des vibrations du ma-

nomètre. Il est facile de voir que, pour arriver à ce dernier résultat, il faut tracer les courbes tangentes, l'une aux points maxima, l'autre aux points minima de la sinusoïde décrite par le style; le milieu de la distance interceptée par ces deux courbes sur l'ordonnée (courbe) de l'un de ces points est un point de la courbe qu'aurait décrite le style sous l'influence des variations de la pression, si l'on avait pu supprimer les vibrations.

1° *Vitesse de refroidissement.* — Les ordonnées de la courbe décrite par le style, comptées à partir de AB, sont proportionnelles à $\varpi - h$, ϖ étant la pression réelle du gaz évaluée en centimètres de mercure, h étant la pression avant l'inflammation, c'est-à-dire celle qui correspond à la ligne AL. En ajoutant ou retranchant à chacune des ordonnées un nombre constant, correspondant à la contraction ou à la dilatation produite par la combustion, c'est-à-dire proportionnel à la distance de AL et de al, on obtient $y = \varpi - \varpi_0$, ϖ_0 étant la pression du gaz brûlé ramené à la température initiale θ_0.

L'unité de pression est donnée par une graduation préalable du manomètre.

Les abscisses de la courbe sont proportionnelles au temps t; l'unité de temps est donnée par l'inscription, sur la bande de papier noircie, des vibrations d'un diapason battant le $\frac{1}{100}$ de seconde. On peut aussi prendre pour unité de temps la longueur correspondant à la durée d'une vibration du manomètre. Cette durée est égale à $0^s,0305$.

La courbe ABCD... représente la fonction

$$y = f(t).$$

On mesure sur la courbe une série de valeurs de y pour des valeurs équidistantes de t, et on forme les valeurs correspondantes de la fonction $\frac{dy}{dt}$; $\frac{dy}{dt}$ est la vitesse de la chute de pression. Cette chute est déterminée par la différence $\varpi - \varpi_0 = y$, et s'annule avec elle. On peut donc écrire, en développant,

$$\frac{dy}{dt} = ay + by^2 + cy^3 + \ldots,$$

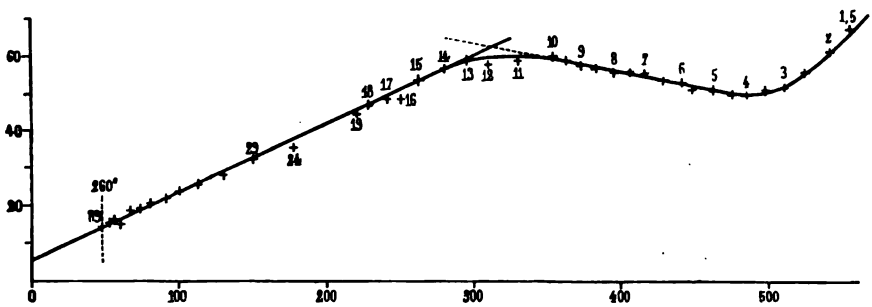
ou, en divisant par y,

$$\frac{1}{y}\frac{dy}{dt} = a + by + cy^2 + \ldots = \varphi(y).$$

On forme les valeurs successives de $\frac{1}{y}\frac{dy}{dt}$, et l'on trace la courbe dont les abscisses sont y et les ordonnées $\frac{1}{y}\frac{dy}{dt}$.

Pour le mélange tonnant CO + O, cette courbe est représentée par la *fig.* 2, dans laquelle les chiffres placés sur la courbe re-

Fig. 2.



présentent le numéro de l'ordonnée; la distance de deux ordonnées consécutives étant celle qui correspond à la durée d'une vibration du manomètre. On y voit que la chute de pression, d'abord très accélérée, va ensuite en se ralentissant beaucoup, puis, à partir de l'ordonnée 13, suit exactement une ligne droite. Dans cette dernière période la chute de pression est donc représentée par la formule

$$\frac{1}{y}\frac{dy}{dt} = a + by \quad \text{ou} \quad \frac{dy}{dt} = ay + by^2.$$

On peut tirer de l'épure les valeurs des coefficients a et b de la formule.

On peut transformer cette équation relative aux pressions en équation relative aux températures, en remarquant que $y = \varpi - \varpi_0$ est proportionnel à la différence entre la température du gaz et la température de l'enceinte.

Il est clair qu'à partir de l'ordonnée 13 et jusqu'à l'ordonnée 4, tout au moins, il y a une cause qui tend à combattre le refroidissement; cette cause ne peut être que la *dissociation*. On voit avec

quelle netteté on peut constater l'existence de la dissociation et mesurer la température (correspondant ici à l'ordonnée 13) pour laquelle cette dissociation prend fin.

Il nous suffit d'avoir donné une idée de la manière dont nous avons tiré parti de nos tracés graphiques pour étudier le mode de refroidissement des gaz. Voici maintenant les principaux résultats que nous avons obtenus.

Cas des gaz permanents. — Si le gaz qui se refroidit est permanent ou n'éprouve qu'une condensation très faible, la vitesse régulière du refroidissement est représentée depuis la température ordinaire jusqu'à 2000° et au delà par la formule

$$\frac{d\theta}{dt} = a\varepsilon + b\varepsilon^2,$$

ε étant à chaque instant l'excès de la température du gaz sur celle de l'enceinte.

Le coefficient a paraît indépendant de la pression ϖ_0, autant qu'on en peut juger d'après nos expériences, qui ne présentent de garanties d'exactitude qu'aux températures élevées, pour lesquelles le terme $a\varepsilon$ a peu d'importance.

Le coefficient b est de la forme $\alpha + \frac{\beta}{\varpi_0}$, au moins tant que la pression ϖ_0 ne dépasse pas $0^m,52$. Entre $\varpi_0 = 0^m,52$ et $\varpi_0 = 0^m,67$, le coefficient b ne paraît plus varier avec ϖ_0, sans que cependant on puisse affirmer cette constance.

Les coefficients a et b sont à peine différents pour les quatre gaz CO^2, O, Az, CO. On peut poser

$$a = 0,18, \quad b = 0,00021 + \frac{0,0394}{\varpi_0},$$

en prenant pour unité de temps la seconde, pour unité de pression le centimètre de mercure.

Cas des gaz entièrement condensables. — Vapeur d'eau. — Acide chlorhydrique. — Lorsque le gaz est entièrement condensable, comme la vapeur d'eau, la chute de pression suit une loi très différente. Si l'on appelle p_0 la tension de la vapeur à la température finale t_0, ϖ_0 étant toujours la pression de la vapeur qui se

forme pendant la combustion, supposée ramenée à t_0 sans condensation, on a sensiblement

$$\frac{d\varpi}{dt} = \left(2,95 + \frac{190}{\varpi_0}\right)(\varpi - p_0).$$

Cependant, lorsque la tension de la vapeur devient petite, la pression semble tomber un peu moins rapidement que ne l'exigerait cette loi. Nous n'avons pu étudier la correction qu'il faudrait appliquer, en conséquence, à la formule, parce que l'exactitude de nos expériences n'est pas assez assurée pour les basses pressions.

On peut assimiler le gaz ClH à un gaz condensable, lorsque, comme dans nos expériences, il est en contact avec de l'eau dans laquelle il se dissout avec une extrême rapidité.

La loi de la chute de pression, pour le gaz ClH porté dans le cylindre à la température de combustion, est donnée par la formule

$$\log \frac{1}{\varpi - p_0} \frac{d\varpi}{dt} = \frac{1}{1,16} + 0,0014(\varpi - p_0).$$

Cas des mélanges formés par un gaz condensable et un gaz permanent. — Lorsque le gaz qui se refroidit est formé par un gaz condensable, tel que la vapeur d'eau, mêlé à un gaz non condensable, tel que l'azote ou l'oxygène, la chute de pression est représentée par une expression de même forme que la précédente, que l'on peut encore écrire

$$\frac{d\varpi}{dt} = \alpha(\varpi - p_0)e^{\beta(\varpi - p_0)}.$$

Lorsque le volume du gaz permanent est égal à 2,76 fois environ le volume de la vapeur d'eau, on a très sensiblement

$$\alpha = 4,3 + \frac{107}{\varpi_0}, \quad \beta = \frac{0,41}{\varpi_0},$$

les unités restant les mêmes.

La loi des variations de α et β avec la proportion du mélange est moins nette; nous donnerons seulement les résultats expérimentaux suivants, le volume de la vapeur d'eau à t_0 et ϖ_0 étant 1.

Gaz permanent ajouté à 1 volume de ($H^2 + O$).	ϖ_0.	α.	$\beta \times 10^3$.
1,33	61,0	9,0	5,0
1,44	61,1	7,0	5,4
2,65	68,0	5,6	6,8
2,70	65,0	6,3	5,8
3,10	68,0	6,3	6,1
3,22	68,5	6,3	6,5
5,20	68,3	6,0	5,3
6,20	68,8	10,3	5,2

Lorsqu'on substitue l'hydrogène à l'oxygène ou à l'azote, la formule du refroidissement est modifiée, sans doute parce que la vitesse de refroidissement du gaz permanent se rapproche de la vitesse avec laquelle tombe la pression de la vapeur. On peut alors représenter la vitesse du refroidissement par l'expression

$$\frac{d\varpi}{dt} = a(\varpi - p_0) + b(\varpi - p_0)^2.$$

Voici les valeurs de a et de b pour deux expériences faites avec des proportions différentes d'hydrogène :

Hydr.	ϖ_0.	$\tau_0 - 273$.	a.	b.
0,600	55,8	24	0,77	0,019
2,92	65,2	12	0,2	0,025

Si avec l'hydrogène on ajoute encore de l'azote, comme cela a lieu, par exemple, en faisant brûler l'hydrogène avec l'air, il faut revenir à l'expression logarithmique pour représenter la chute de pression. Voici quelques résultats expérimentaux :

Az.	H.	ϖ_0.	α.	$\beta \times 10^3$.
1,74	1,05	65,2	9,7	5,8
1,75	2,44	67,5	8,3	6,2
1,71	3,11	67,7	9,7	6,1
1,78	3,80	68,0	10,0	5,5

Lorsque c'est de l'acide carbonique qui est mélangé à la vapeur d'eau, la chute de pression est représentée par l'expression du deuxième degré. Voici les résultats de deux expériences :

CO^2.	ϖ_0.	a.	b.
0,96	49,1	0,13	0,017
2,95	67,7	0,13	0,0057

2° *Dissociation.* — On a vu comment nos expériences nous permettent de constater la production de la dissociation, ainsi que la pression et, par suite, la température moyenne des gaz, pour laquelle la dissociation cesse.

Nous n'avons cependant pas pu constater de dissociation pour la vapeur d'eau, même aux températures voisines de celle de la combustion, c'est-à-dire 3350°.

Nous n'avons pas non plus constaté de dissociation pour l'oxyde de carbone.

Quant à l'acide chlorhydrique, l'étude des lois du refroidissement ne nous a pas permis de constater la dissociation; nous avons pu cependant en conclure l'existence, en comparant entre elles les données connues sur la chaleur de combustion et celles que nos expériences nous ont permis d'acquérir sur la température de combustion et les chaleurs spécifiques des gaz.

L'acide carbonique est donc le seul gaz dont nous ayons constaté, d'une manière certaine, la dissociation.

Nous avons établi que, pour ce gaz, la dissociation cesse vers 1800°, lorsque la pression du gaz ramenée à 15°, ou ϖ_0, est égale à 50. C'est, dans ces conditions, ce qu'on peut appeler la *température maxima de nulle dissociation.*

Cette température s'abaisse avec la pression ϖ_0; elle n'est plus que de 1600° lorsque $\varpi_0 = 28$ et de 1160° pour $\varpi_0 = 13$.

Une augmentation de dissociation augmente la pression gazeuse, le volume et la température restant les mêmes; dans les mêmes conditions, une diminution de pression augmente la dissociation. Le phénomène qui prend naissance (dissociation) tend à s'opposer à la cause qui le produit. Ce fait est donc d'accord avec la loi qu'a formulée récemment l'un de nous (1), en généralisant un énoncé de M. Van't Hoff.

L'influence exercée sur la température maxima de nulle disso-

(1) Le Chatelier, *Comptes rendus*, 10 novembre 1884.

ciation, par l'addition de Az ou de O, paraît être assez faible; elle semble même s'annuler lorsque le gaz ajouté est en forte proportion. L'influence exercée par CO est encore moins sensible.

3° *Températures de combustion.* — Nos tracés graphiques nous donnent, pour chaque expérience, la pression maxima qui a été *réellement* exercée par le gaz. Il fallait en déduire la pression maxima qu'il aurait exercée si, pendant la propagation de l'inflammation, il ne s'était pas produit de perte de chaleur sous l'influence des parois.

La correction à faire était naturellement d'autant plus grande que la propagation de l'inflammation était plus lente et la chute de pression des gaz plus rapide. L'étude de la période de refroidissement, telle qu'on l'a indiquée sommairement plus haut, nous donnait le moyen d'apprécier la grandeur de cette dernière influence. Pour tenir compte de la première, nous avons dû étudier aussi la marche de la propagation. Nous ne pouvons montrer ici par quels procédés assez laborieux nous avons pu tirer parti des résultats fournis par ces deux études pour arriver à établir, dans chaque cas, la grandeur de la correction. Nous nous bornerons à donner les nombres que nous avons obtenus en ajoutant que nous avons expliqué, dans notre Mémoire, les raisons pour lesquelles nous les croyons approchés par excès. L'erreur possible nous paraît être, dans les cas les plus défavorables, inférieure à 5 pour 100.

Lorsqu'il n'y a pas de dissociation, la valeur de la pression Π donne immédiatement la température de combustion T par une formule très simple.

Nous donnons dans les Tableaux suivants les résultats de celles de nos observations que nous avons utilisées. Ces Tableaux donnent la composition du gaz, la pression h et la température θ_0, avant la combustion; la pression ϖ_0 (en centimètres de mercure) du gaz brûlé supposé ramené à θ_0; le cas échéant, la pression réelle p_0 du gaz brûlé après refroidissement et condensation; la pression maxima ϖ_m réellement exercée par le gaz après la combustion, telle qu'on peut la mesurer sur les tracés, ou la déduire du tracé par un procédé simple; la pression maxima Π qui se serait produite après la combustion, s'il n'y avait pas eu de refroidissement pendant la propagation de l'inflammation; le rapport $\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$ de la pression Π à

la pression initiale du gaz supposé ramené à $\theta_0 = \tau_0 - 273$; enfin, lorsqu'on peut l'obtenir des données précédentes, la température de combustion T.

I. — Mélanges combustibles formés avec l'oxyde de carbone.

1° Mélange tonnant CO + O.

Numéros.	Volumes gazeux ajoutés à 1vol de (CO + O).		h.	ϖ_0 calculé.	ϖ_0 observé.	θ_0.	ϖ_m.	Π.	$\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$.	T.
1.....	Vap.	0,012	76,0	51,0	51,0	10	705	731	9,95	»
2.....	Vap.	0,014	73,2	49,1	50,2	12	647	677	9,68	»
3.....	CO Vap.	0,04 0,05	40,7	28,5	28,3	21	311	338	8,95	»
4.....	CO Vap.	0,013 0,006	19,0	14,2	12,7	12	150	157	8,49	»

2° Mélanges 1vol (CO + O) + p CO^2.

Numéros.	Volumes gazeux ajoutés à 1vol de (CO + O).		h.	ϖ_0 calculé.	ϖ_0 observé.	θ_0.	ϖ_m.	Π.	$\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$.	T.
1.....	CO^2 Vap.	0,091 0,03	74,7	52,3	53,1	22	600	626	9,06	Dissoc.
2.....	CO^2 Vap.	0,479 0,016	77,1	60,0	61,0	14	577	601	8,18	Dissoc.
3.....	CO^2 Vap.	0,92 0,027	75,9	62,9	63,0	16	491	514	7,18	2050
4.....	CO^2 Vap.	0,96 0,04	74,0	61,7	61,9	20	462	485	7,04	1980
5.....	CO^2 Vap.	0,96 0,042	72,0	60,0	60,2	18	452	479	7,07	2010
6.....	CO^2 Vap.	0,98 0,02	40,2	33,4	33,8	14	246	259	6,79	1930
7.....	CO^2 Vap. CO	1,05 0,026 0,005	73,0	61,4	61,6	11	431	478	6,82	1920
8.....	CO^2	1,135	65,5	55,5	55,5	18	391	423	6,86	1900
9.....	CO^2 Vap.	1,30 0,05	71,5	61,5	62,0	18	384	437	6,53	1760
10.....	CO^2 Vap.	1,46 0,04	77,1	66,8	67,1	14	370	449	6,12	1640

I. — Mélanges combustibles formés avec l'oxyde de carbone (suite).

3° Mélanges CO + O + gaz parfaits.

Numéros.	Volume gazeux ajoutés à 1^{vol} de (CO + O).		h.	ϖ_0. calculé.	ϖ_0. observé.	θ_0.	ϖ_m.	Π.	$\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$.	T.
	Mélanges : $1^{vol}(CO + O) + p\,CO$.									
1.....	CO Vap.	0,512 0,021	73,1	57,2	58,7	11	635	665	9,5	Dissoc. à 1770
2.....	CO Vap. CO^2	0,565 0,03 0,015	70,6	56,0	57,9	18	588	629	9,51	Dissoc. à 1790
3.....	CO Vap.	0,635 0,04	70,0	56,0	58,0	18	580	626	9,54	Dissoc. à 1790
4.....	CO Vap.	1,93 0,04	73,0	64,8	65,6	12	509	519	7,40	1980
	Mélanges : $1^{vol}(CO + O) + p\,O$.									
5.....	O Vap.	0,305 0,03	70,3	52,8	53,0	18	583	613	9,30	Dissoc.
6.....	O Vap.	0,492 0,02	73,1	57,0	58,8	12	619	657	9,36	Id.
7.....	O Vap.	1,17 0,05	70,1	59,5	59,8	18	520	556	8,49	Id.
8.....	O Vap.	1,99 0,04	73,1	65,0	65,8	12	467	504	7,20	1920
	Mélanges : $1^{vol}(CO + O) + p\,Air$.									
9.....	Az Vap.	1,27 0,05	76,4	65,4	65,6	18	552	615	8,6	Dissoc.
10.....	Az, 1,58 O, 0,09 Vap.	1,67 0,04	73,1	64,0	64,1	12	532	588	8,38	Dissoc
11.....	Az, 1,86 O, 0,15 Vap.	2,01 0,04	73,1	65,2	65,0	12	483	519	7,50	1980
12.....	Az, 1,66 O, 0,38 Vap.	2,04 0,04	73,2	65,3	66,0	12	469	505	7,21	1930
13.....	Az Vap.	2,46 0,04	76,4	69,1	69,3	18	456	492	6,87	1760
14.....	Az, 2,38 O, 0,29 Vap.	2,67 0,07	76,4	69,6	70,0	18	422	477	6,64	1670

II. — Mélanges formés avec le cyanogène.

Numéros.	Volumes gazeux ajoutés à 1vol de C^2Az^2.		h.	ϖ_0 calculé.	ϖ_0 observé.	θ_0.	ϖ_m.	Π.	$\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$.	T.
1.....	O	1,00	20,1	29,7	32,0	12	363	466	16,35	4190
	Vap.	0,10								
2.....	O	1,95	73,1	73,1	73,0	24	672	706	10,50	Dissoc de CO^2
	Az	7,33								
	Vap.	0,33								
3.....	O	1,01	63,2	73,9	72,9	12	686	725	11,95	2500
	Az	3,80								
	Vap.	0,09								
4.....	O	1,08	68,5	79,5	?	24	696	747	11,87	2480
	Az	3,68								
	Vap.	0,10								

III. — Mélanges dans lesquels l'hydrogène est l'élément comburant.

Numéros.	Volumes gazeux ajoutés à 1vol de $(H^2 + O)$.		h.	ϖ_0.	p_0.	θ_0.	ϖ_m.	Π.	$\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$.	T.
				1° *Mélanges tonnants.*						
1.....	Vap.	0,03	74,2	50,0	2,4	24	559	619	8,9	3360
2.....	O	0,01	74,4	49,7	3,3	24	561	620	9,04	3380
	Vap.	0,03								
3.....	Vap.	0,01	72,8	48,8	0,8	9	553	625	8,85	3320
4.....	Vap.	0,019	39,8	26,9	1,1	13	287	334	8,07	3240
5.....	Vap.	0,045	23,3	14,8	1,1	13	148	182	8,13	3210
				2° *Mélanges en proportions variables:* 1vol$(H^2 + O) + p(H, O, Az)$.						
6.....	O	0,49	73,1	56,5	24,6	12	545	623	8,86	2830
	Vap.	0,02								
7.....	H	0,51	73,1	57,2	25,4	12	»	617	8,81	2800
	Vap.	0,02								
8.....	O	0,97	73,0	61,0	37,0	23	482	561	8,30	2430
	Vap.	0,06								
9.....	O	0,99	73,1	61,1	37,0	12	462	589	8,40	2460
	Vap.	0,03								

III. — Mélanges dans lesquels l'hydrogène est l'élément comburant (suite).

Nos.	Volumes gazeux ajoutés à 1vol de (H^2+O).		h.	ϖ_0.	p_0.	θ_0.	ϖ_m.	Π.	$\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$.	T.
	2° *Mélanges en proportions variables :* 1vol$(H^2+O)+p(H, O, Az)$.									
10...	H	0,96	74,0	61,8	37,4	24	497	580	8,49	2460
	Vap.	0,06								
11...	O	2,00	73,0	65,0	49,0	12	459	516	7,39	1970
	Vap.	0,02								
12...	O = 0,19	1,94	75,7	68,0	49,0	18	461	526	7,40	1950
	Az = 1,75									
	Vap.	0,06								
13...	H = 0,75	2,00	73,2	65,2	48,0	12	448	512	7,30	1950
	Az = 1,25									
	Vap.	0,04								
14...	Az = 1,85	2,00	73,2	65,1	49,0	12	468	514	7,34	1960
	O = 0,15									
	Vap.	0,04								
15...	Az = 1,93	2,10	58,6	52,4	40,5	12	370	409	7,28	1930
	O = 0,17									
	Vap.	0,05								
16...	Az = 1,90	2,07	38,4	34,1	26,3	12	242	280	7,62	2040
	O = 0,17									
	Vap.	0,06								
17...	Az = 1,89	2,05	19,7	17,7	13,5	12	125	143	7,58	2000
	O = 0,16									
	Vap.	0,16								
18...	Az = 2,05	2,27	75,6	68,0	52,8	18	438	485	6,83	1770
	O = 0,22									
	Vap.	0,07								
19...	Az = 2,09	2,37	76,0	68,5	53,5	18	436	476	6,67	1720
	O = 0,28									
	Vap.	0,07								
20...	Az = 2,63	3,00	72,8	67,2	54,8	13	415	433	6,20	1540
	O = 0,37									
	Vap.	0,06								
21...	H = 1,76	3,04	73,2	67,5	55,5	13	405	446	6,36	1580
	Az = 1,28									
	Vap.	0,06								
22...	Az = 2,91	3,36	73,0	67,5	56,5	12	404	429	6,13	1510
	O = 0,45									
	Vap.	60,0								

III. — Mélanges dans lesquels l'hydrogène est l'élément comburant (suite).

Nos.	Volumes gazeux ajoutés à 1vol de (H^2+O).		h.	ϖ_0.	p_0.	θ_0.	ϖ_m.	Π.	$\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$.	T.
	2° Mélanges en proportions variables : $1^{vol}(H^2+O)+p(H, O, Az)$.									
23...	H = 2,28 Az = 1,25	3,53	73,1	67,7	56,9	13	382	420	6,00	1470
	Vap.	0,06								
24...	Az = 3,35 O = 0,55	3,90	73,2	68,0	58,5	12	363	382	5,45	1300
	Vap.	0,07								
25...	H = 2,84 Az = 1,33	4,17	73,3	68,2	59,3	12	354	377	5,37	1280
	Vap.	0,07								
	3° Hydrogène, oxygène et acide carbonique.									
27...	(CO+O)	1,00	73,3	49,3	25,3	12	644	706	10,05	Dissoc. de CO^2.
	O	0,03								
	Vap.	0,01								
28...	CO^2	0,67	61,0	49,1	25,1	12	384	441	7,03	2100
	Vap.	0,04								
29...	CO^2	1,52	72,8	63,3	44,3	12	399	408	5,85	1540
	Vap.	0,04								
30...	CO^2	2,07	76,0	67,7	51,6	10	359	377	5,15	1280
	Vap.	0,40								

IV. — Chlore et hydrogène.

Numéros.	Volumes gazeux ajoutés à 1vol de Cl + H.		h.	ϖ calculé.	p_0 calcul.	p_0 observ.	θ_0.	ϖ_m.	Π.	$\frac{\Pi}{h}\frac{\tau_0}{273}$.	T.
1.....	H	0,03	43,4	43,4	2,1	0,0	8	336	420	10,00	2430
	Vap.	0,02									
2.....	Cl	0,33	72,7	72,7	18,5	0,0	8	460	495	7,00	1620
	Vap.	0,02									
3.....	H	1,20	67,0	67,0	37,0	37,8	9	406	471	7,28	1690
	Vap.	0,03									
4.....	H	1,32	74,4	74,4	32,0	34,0	9	417	478	6,63	1520
	Vap.	0,03									

V. — Mélanges formés avec CH^4 (*formène ou grisou*).

Numéros.	Volumes gazeux ajoutés à 1vol de CH^4.		h.	Contraction observée rapportée à 1vol.	p_0 observé.	θ_0.	ϖ_m.	H.	$\frac{H}{h}\frac{\tau_0}{273}$	T
1.....	O	1,84	40,4	1,53	19,9	24	487	575	15,15	»
	Vap.	0,17								
				Grisou et air.						
2.....	O	2,81	76,0	1,86	66,3	15	470	519	6,96	16
	Az	10,55								
	Vap.	0,25								
3.....	O	2,37	76,0	1,77	65,8	15	541	601	8,33	18
	Az	8,90								
	Vap.	0,21								
4.....	O	2,03	76,0	1,86	63,0	15	608	646	8,93	21
	Az	7,65								
	Vap.	0,19								
5.....	O	1,92	74,4	1,82	61,5	24	598	639	9,34	21
	Az	7,24								
	Vap.	0,32								
6.....	O	1,87	76,0	1,74	63,0	12	624	660	9,07	»
	Az	7,13								
	Vap.	0,14								
7.....	O	1,84	76,0	1,67	63,3	15	605	657	9,07	21
	Az	6,90								
	Vap.	0,17								
8.....	O	1,72	76,0	1,43	64,4	15	613	653	9,01	»
	Az	6,50								
	Vap.	0,16								
9.....	O	1,62	76,0	1,23	65,5	15	573	635	8,77	»
	Az	6,16								
	Vap.	0,15								
10.....	O	1,44	76,0	0,86	67,8	15	540	611	8,43	»
	Az	5,41								
	Vap.	0,14								

IV. — Chaleurs spécifiques des gaz.

Étant données la température de combustion T et la chaleur de combustion des gaz, on peut calculer la chaleur spécifique moyenne à volume constant du gaz brûlé entre θ_0 et T, dans les conditions de l'expérience.

On simplifie considérablement les calculs en convenant de ne considérer que les chaleurs spécifiques *moléculaires*, c'est-à-dire les chaleurs spécifiques du poids de gaz qui remplit à 0° et $0^m,76$ un volume égal à $22^{lit},32$. Il est alors inutile de transformer en poids les volumes gazeux directement mesurés.

Le seul examen des Tableaux qui précèdent permet tout d'abord d'arriver à deux conclusions très importantes.

La première est la suivante :

Si l'on compare des expériences ne différant entre elles que par la nature du gaz parfait (CO, Az, O, H) mélangé au gaz tonnant, on voit que la substitution d'un certain volume de ces gaz à un volume égal d'un autre est sans influence sur la température de combustion; tout au moins les différences ne dépassent pas les erreurs possibles.

Telles sont les expériences 4, 8, 11 et 12 du Tableau I, 3°, faites en ajoutant environ 2^{vol} d'un gaz étranger (CO, Az, O) à 1^{vol} de CO + O. La température moyenne de ces quatre expériences est 1950° et les différences ne dépassent pas 30°.

Telles sont encore les expériences du tableau III faites en ajoutant l'un des gaz Az, O, H au mélange tonnant $H^2 + O$. On a groupé dans ce Tableau les expériences sensiblement identiques par toutes leurs conditions, sauf par la nature du gaz parfait ajouté. Les écarts entre les températures T ne dépassent pas 40°.

Nous arrivons donc à cette conséquence très importante :

Les chaleurs spécifiques moléculaires, qui sont sensiblement égales entre elles à la température ordinaire, sont encore sensiblement égales entre elles jusque vers 3000°.

Quant à la seconde conséquence, nous l'obtiendrons en comparant entre elles les expériences qui ne diffèrent que par la pression initiale h, ou, ce qui revient au même, par la pression ϖ_0. On

constate que, pour ces expériences, la température de combustion est la même, aux erreurs possibles près.

Nous citerons :

1° Les expériences 5 et 6 du Tableau I, 2°, faites en ajoutant environ 1^{vol} de CO^2 au mélange $CO + O$; la pression ϖ_0 variant de 60 à 33,4, la température ne varie que de 2010° à 1930°; la différence n'est que de 80°, soit 4 pour 100, encore s'explique-t-elle en partie par cette circonstance que, dans l'expérience qui donne la température la plus élevée, il y a 2 pour 100 d'acide carbonique de plus que dans l'autre;

2° Les expériences 1 à 5 du Tableau III, faites avec le mélange tonnant $H^2 + O$, mais sous des pressions ϖ_0 variant de 50 à 14,8; T ne varie que de 3380° à 3210°; la différence n'est que 3,5 pour 100;

3° Enfin les expériences 11 à 17 du même Tableau, faites en ajoutant à $H^2 + O$, environ 2^{vol} d'un gaz parfait, avec des pressions ϖ_0 variant de 68 à 17,7; la température moyenne est de 1970°, avec des écarts qui ne dépassent pas 40°.

On peut donc dire avec certitude :

Les chaleurs spécifiques des gaz, qui sont indépendantes de la pression à la température ordinaire, sont encore indépendantes de la pression à des températures qui dépassent 3000°.

Chaleur spécifique de CO^2. — En ajoutant des quantités variables de CO^2 au mélange tonnant $CO + O$, on peut déduire des valeurs correspondantes de T celles de la chaleur spécifique de CO^2 entre t_0 et T. Toutefois on ne peut obtenir ainsi la chaleur spécifique ni beaucoup au-dessus de 1800° à cause de la dissociation, ni au-dessous de 1600°, parce que, au-dessous de cette température, la propagation est si lente que les corrections nécessaires pour obtenir T deviennent trop incertaines. On trouve ainsi, pour la chaleur spécifique moyenne moléculaire de CO^2 entre 0° et 1800°, la valeur 13,15. On peut essayer de construire une formule représentant la chaleur spécifique C entre 0° et 1800° en combinant cette valeur avec celles que donnent les expériences de Regnault et qui sont $C_0 = 8,23$ et $C_{200} = 10,55$.

On peut prendre la formule parabolique

$$C = 6,3 + 6,0.t.10^{-3} - 1,18t^2.10^{-6}. \quad (1)$$

Cette formule ayant l'inconvénient d'indiquer pour la température 2540° un maximum, égal à 13,9, qui n'est ni démontré, ni même vraisemblable, il vaut mieux adopter la formule exponentielle

$$C = 4,33(\tau.10^{-2})^{0,367}, \tag{2}$$

dans laquelle τ est la température absolue. La formule (2) donne entre 0° et 1800° presque exactement les mêmes valeurs que la formule (1).

On pourrait aussi substituer à la formule (2) la formule plus simple et presque équivalente

$$C = 1,74\sqrt[3]{\tau.10^{-2}}. \tag{3}$$

Chaleur spécifique de la vapeur d'eau. — On ne connaît actuellement, pour la vapeur d'eau, que la chaleur spécifique moyenne entre 100° et 200°. Cependant M. Winkelmann [1] a déduit d'expériences délicates sur la conductibilité des gaz sous de très faibles pressions le nombre 1,127 pour le rapport des chaleurs spécifiques vraies à 100° et à 0°. Le rapport analogue tiré par M. Winkelmann de ses expériences sur l'acide carbonique est d'accord avec l'expérience; on peut donc, faute de mieux, adopter le nombre que donne ce savant pour la vapeur d'eau. On en déduit, pour les chaleurs moyennes moléculaires à volume constant,

$$C_0 = 5,61, \quad C_{100} = 6,69.$$

L'accroissement pour 100° est 0,0645.

Puisque nous n'avons pas constaté de dissociation pour la vapeur d'eau à la température de combustion, la chaleur spécifique moyenne entre 0 et 3350° peut être déduite des expériences faites sur la combustion de gaz tonnant. On trouve ainsi

$$C^{3350} = 16,6.$$

---

[1] Il faut remarquer que ce mode de procéder n'est qu'approximatif, car il pourrait se faire qu'il y eût, dans le voisinage de la température de combustion, une dissociation qui échappât à nos moyens d'investigation, à cause de la rapidité extrême de la chute de pression.

Pour déterminer la valeur exacte de la chaleur spécifique de la vapeur d'eau à haute température, il faudrait, comme pour l'acide carbonique, mêler des quantités variables de vapeur d'eau au mélange tonnant $H^2 + O$. Notre appareil ne se prêtait malheureusement pas à ces expériences, qui présenteraient un vif intérêt.

Si l'on admettait que la variation de la chaleur spécifique se fît jusqu'à 3350° avec le coefficient d'accroissement déduit des expériences de M. Winkelmann, on trouverait $C_{3350} = 17,5$. La différence n'est pas assez considérable, surtout eu égard à la nature indirecte du procédé expérimental employé par le physicien allemand pour que nous soyons autorisés à rejeter la formule simple

$$C = 5,61 + 3,28 . t . 10^{-3}. \tag{4}$$

Les expériences faites en ajoutant de l'acide carbonique au mélange tonnant $H^2 + O$ peuvent nous servir de vérification, car on peut, en utilisant celle que l'on déduit de notre formule pour la vapeur d'eau, déduire la chaleur spécifique de CO^2 et comparer la valeur ainsi calculée à celle qui se tire de la formule établie plus haut. On trouve ainsi :

Numéros des expériences.	T.	C déduite de (2).	C déduite de (4).
28.....	2100	14,4	13,8
29.....	1540	11,6	12,6
30.....	1280	11,3	11,8

Les expériences 28 et 30 ne donnent que des erreurs moindres que 5 pour 100, parfaitement admissibles pour une vérification dans laquelle les erreurs s'ajoutent. L'expérience 29 donne une erreur plus forte qui dépasse 8 pour 100. Il faut d'ailleurs remarquer que nous obtenons ainsi, à haute température, pour l'acide carbonique, des chaleurs plus élevées que celles qui ont été trouvées directement. Cette différence serait expliquée si l'on admettait qu'en méconnaissant l'existence réelle d'une certaine dissociation de la vapeur d'eau, dans le voisinage de la température de combustion, nous avons été amenés à adopter pour cette température un chiffre trop faible et par conséquent, pour la chaleur spécifique de la vapeur d'eau, un chiffre trop fort.

Chaleurs spécifiques des gaz parfaits. — La chaleur spécifique moléculaire moyenne des gaz parfaits est, entre 0° et 200°, égale en moyenne à 4, 89. Elle ne paraît d'ailleurs pas varier sensiblement entre 0° et 200°.

Pour connaître la chaleur spécifique des mêmes gaz, à de hautes températures, on peut se servir :

1° Des expériences faites en ajoutant l'un des gaz Az, O, H au mélange tonnant $H^2 + O$;

2° Des expériences faites en ajoutant l'un des gaz CO, O, Az au mélange tonnant $CO + O$;

3° Des expériences faites sur la combustion du cyanogène;

4° Des expériences faites sur la combustion du formène CH^4.

Nous donnons, dans le Tableau suivant, quelques-unes des valeurs que l'on obtient en faisant usage de ces quatre groupes d'expériences :

	Chaleurs spécifiques des gaz parfaits déduites de la combustion			
		de l'oxyde		
T.	de l'hydrogène.	de carbone.	du cyanogène.	du formène.
2830.....	6,8	»	»	»
2800.....	7,1	»	»	»
2500.....	»	»	7,2	»
2180.....	»	»	6,9	»
2160.....	6,2	»	»	»
2150.....	»	»	»	6,9
1980.....	»	7,0	»	»
1980.....	»	6,7	»	»
1970.....	5,7	»	»	»
1920.....	»	7,1	»	»
1920.....	»	7,0	»	»
1870.....	»	»	»	6,8
1670.....	»	6,7	»	»
1660.....	»	»	»	6,8
1580.....	5,5	»	»	»
1280.....	5,5	»	»	»

Toutes ces expériences signalent un accroissement marqué de la chaleur spécifique des gaz parfaits qui, entre 0° et 200°, est seulement 4,86. Les valeurs tirées de la combustion de l'hydrogène sont plus faibles que celles que l'on tire des trois autres groupes où la chaleur spécifique de la vapeur d'eau n'intervient pas ou intervient peu. La différence est donc de même sens que celle que nous avons remarquée entre les valeurs de la chaleur spécifique de l'acide carbonique obtenues directement et celles qu'on tire de la combustion de l'hydrogène. Elle pourrait s'expliquer de la même façon, c'est à-dire par la méconnaissance de l'existence d'une certaine

dissociation de la vapeur d'eau, qui nous a fait prendre pour la vapeur d'eau des chaleurs trop fortes. Nous croyons donc pouvoir conclure de nos expériences que la chaleur spécifique des gaz parfaits augmente avec la température, quoique d'une manière beaucoup plus faible que cela n'a lieu pour les autres gaz.

Quant au taux de cet accroissement, il ne peut être déduit avec certitude de nos observations. On pourrait adopter la formule

$$C = 4,8 + 0,0006\theta. \tag{5}$$

Depuis la publication de nos résultats provisoires, MM. Berthelot et Vieille, dans une série de recherches sur la combustion des gaz, sont arrivés aussi à conclure, comme nous, que la chaleur spécifique des gaz parfaits augmente avec la température. Malgré cette confirmation importante de nos conclusions, il est à désirer que de nouvelles recherches soient faites sur ce sujet important.

Mesure des quantités de gaz dissociées. — Étant connues les chaleurs spécifiques des gaz à toutes les températures, on peut en déduire, dans les cas où l'on constate la dissociation, la fraction k de volume gazeux tonnant qui est restée combinée.

On trouve ainsi, pour les mélanges formés avec CO + O avec une pression initiale de $0^m,73$ à $0^m,76$.

	T.	k.
	0	0
1^{vol}(CO + O).....	3130	0,61
1^{vol}(CO + O) + 0,48 CO^2.....	2590	0,98
1^{vol}(CO + O) + 0,51 CO.....	2646	0,83
1^{vol}(CO + O) + 1,27 Az	2460	0,96

Ces nombres ne peuvent d'ailleurs être considérés que comme des approximations, parce que les chaleurs spécifiques de l'acide carbonique ne sont obtenues que par extrapolation.

Températures de combustion à pression constante. — Si l'on admet que la chaleur spécifique moléculaire à pression constante ne diffère de la chaleur à volume constant que par l'addition d'un nombre constant 1,96 qui représente le travail produit par la dilatation d'un volume égal à $22^{lit},32$ supportant la pression de $0^m,76$ et s'échauffant de 1°, on déduira aisément les chaleurs à pression constante des chaleurs à volume constant. On pourra donc calculer pour un mélange gazeux donné la température de combustion à

l'air libre, au moins lorsqu'il ne se produit pas de dissociations. On obtient ainsi les nombres suivants :

	Température de combustion à volume constant.	Température de combustion à pression constante.
	°	°
$H^2 + O$ (1).....	3350	3200
$H^2 + O + 1,88\,Az^2$...	»	2000
$CO + O$.....	3130 (dissoc.)	»
$CO + O + 1,88\,Az^2$...	2460 (dissoc.)	2115 ? (dissoc. prob.)
$CH^4 + 2O^2 + 7,7\,Az^2$.	2150	1860
$Cl + H$.....	2430	

Chaleurs spécifiques de l'acide chlorhydrique et du chlore. — Nos expériences sur la combustion du chlore par l'hydrogène sont restées incomplètes, parce que les gaz mettent rapidement l'appareil hors de service.

De l'expérience du Tableau III, faite avec un mélange contenant $1^{vol}\,ClH + 1^{vol},32\,H$, on déduit que la chaleur spécifique du gaz brûlé, à la température de 1520°, est égale à 6,1, tandis que la formule (5) donnerait 5,8. L'expérience 3, faite avec

$$1^{vol}\,ClH + 1^{vol},20\,H,$$

donne 5,76 à 1690°, tandis que la formule donne 5,8. On peut donc conclure de là que la chaleur spécifique de l'acide chlorhydrique qui, à la température ordinaire, est la même que celle des autres gaz parfaits, lui est encore égale vers 1600°, les chaleurs spécifiques de tous ces corps subissant d'ailleurs la même loi d'augmentation avec la température.

L'expérience 1, faite avec le mélange tonnant $Cl + H$, donnerait, au contraire, pour la chaleur spécifique de ClH, le nombre 12,1 à 2430°. Ce nombre étant inadmissible, il faut en conclure que le gaz acide chlorhydrique subit à 2430° une dissociation que la rapidité de la condensation dissimule et rend inobservable par notre procédé.

En admettant que les chaleurs spécifiques de ClH et de H su-

---

(1) Nous adoptons ici la notation atomique suivant laquelle

$$CO = CH^4 = Az^2 = O^2 = H^2 = 2^{vol}, \quad O = 1^{vol}.$$

bissent la loi d'augmentation marquée par la formule (5), on trouverait, si la chaleur spécifique du chlore était égale à celle des gaz parfaits, que la fraction E de volume du gaz dissocié serait 0,23. Ce chiffre est certainement trop grand, comme on va le voir.

L'expérience n° 2 faite avec excès de chlore donnerait, s'il n'y avait pas de dissociation, 22,4 pour la chaleur spécifique du chlore. La dissociation dans cette expérience ne peut pas dépasser celle de l'expérience 1, laquelle est certainement inférieure à 0,23.

Si l'on admettait pour l'expérience 2 ce chiffre de dissociation, certainement très exagéré, on trouverait pour la chaleur spécifique du chlore un nombre certainement trop faible, égal à 18,2. Cette chaleur spécifique est donc comprise à 1620° entre 18,2 et 22,4. A la même température, la chaleur spécifique de l'acide carbonique n'est que de 12,8 celle de la vapeur d'eau, 10,9. La chaleur spécifique du chlore croît donc avec la température, non seulement beaucoup plus vite que celle des autres gaz simples, mais encore beaucoup plus vite que celle des gaz composés, tels que la vapeur d'eau et l'acide carbonique.

En résumé, il ressort de notre travail que certaines propriétés thermiques des gaz, telles que la constance de la chaleur spécifique malgré les variations de pression et l'identité mutuelle des chaleurs spécifiques moléculaires des gaz dits parfaits (H, Az, O, CO, ClH), déjà établies à basse température, sont encore vraies pour des températures qui atteignent 3000°.

En revanche, nous avons établi que toutes les chaleurs spécifiques gazeuses croissent toujours avec la température, les unes très rapidement, comme celles du chlore de l'acide carbonique et de la vapeur d'eau; les autres beaucoup plus lentement, comme celles des gaz parfaits. On peut exprimer cette propriété en disant que l'énergie totale des molécules gazeuses croît plus vite que la force vive de leur centre de gravité.

NOUVEAU SYSTÈME TÉLÉGRAPHIQUE;

PAR M. ESTIENNE.

Le système Estienne a pour base une écriture nouvelle, formée de traits et de demi-traits, tracés transversalement sur la bande de papier, par deux plumes.

Les lettres, chiffres et signes de ponctuation sont composés de ces deux signaux groupés conformément au code Morse. Le trait peut occuper, en hauteur, la largeur du ruban de papier, quelle que soit cette largeur; le demi-trait occupe naturellement la moitié de la hauteur du trait.

Le système comporte un inverseur perfectionné, un récepteur, dont l'organe magnétique a une disposition particulière et un procédé spécial d'encrage.

L'inverseur est à deux touches; chacune d'elles, quand elle est abaissée, envoie, sur la ligne, un courant de sens contraire et fait tracer, par suite, à une plume un des deux signaux. Si le trait est obtenu par un courant positif, le demi-trait est obtenu par un courant négatif; chaque plume agit ainsi sous l'influence du courant qu'envoie, dans l'organe électro-magnétique du récepteur, une des touches du manipulateur correspondant.

Le récepteur a les trois mobiles et le volume du Morse. L'avancement du papier se produit par un mécanisme analogue à celui de ce dernier système. La molette est supprimée et remplacée par les deux plumes, dont il a été parlé et que l'on va décrire. Celles-ci sont mobiles et disposées de façon à frapper exactement, mais jamais simultanément, d'après la même ligne transversale, au-dessous d'un petit cylindre d'acier. Il résulte de là que, quand le ruban de papier, placé entre ce cylindre et les becs de plume, est arrêté, si les deux plumes viennent successivement frapper le papier, un trait seul sera apparent, parce que le demi-trait se trouvera forcément confondu avec ce signal. S'il n'en était pas ainsi, la ligne dite de coïncidence n'existerait pas et un réglage serait indispensable.

Les plumes baignent, par leur extrémité inférieure, dans un encrier mobile, placé au-dessous. Elles se composent, chacune,

de deux petites palettes en acier, formant pince et portant vers le bas, à chaque extrémité, une charnière. Entre ces deux palettes on place une bandelette de peau que l'on taille au ras du bec de plume.

L'encre monte alors à l'extrémité par capillarité; l'organe électromagnétique, fixé sur la platine de derrière et recouvert d'un couvercle en bois, se compose de deux bobines avec culasse et plaques polaires. Entre celles-ci oscille une armature polarisée, c'est-à-dire ramenée dans la position verticale par l'action d'un aimant en forme de fer à cheval, placé sous le socle de l'appareil; sur l'un de ses pôles est fixée une petite pièce en fer doux se terminant à la partie supérieure, suivant un biseau placé exactement en regard de la partie inférieure de la palette qui, elle-même, se termine en biseau. L'aimant, par l'intermédiaire de cette petite pièce, polarise la palette et la maintient à égale distance des deux plaques polaires des électro-aimants.

De plus la palette est mobile sur son axe; deux vis servent à la fixer. Cette disposition facilite beaucoup la construction.

Les plumes placées à l'avant se trouvent en regard l'une de l'autre et sont à égale distance du ruban de papier; elles se font équilibre. Chacune est rivée à un bras, actionné par l'une des goupilles de droite ou de gauche d'une fourchette, qui pivote sur une tige traversant les deux platines du récepteur, et qui sert d'axe à la palette. Par la disposition adoptée, ces plumes se meuvent simultanément entraînées par la palette; mais, quand l'une, sous l'action d'un courant, monte pour venir tracer un signal sur le ruban, l'autre descend par son propre poids et *vice versa*.

L'extrémité supérieure du bras de chaque plume se termine par un petit canon que l'on emboîte sur une broche servant de pivot.

Le système Estienne permet dans les transmissions l'inversion des courants et leur égalité; en outre, tous les contacts peuvent être brefs et un contact d'une durée irrégulière ne peut changer la nature du signal; un demi-trait ne peut se changer en trait et réciproquement.

La lisibilité des signaux est telle que les télégraphistes ont supprimé d'eux-mêmes le collationnement des dépêches, ce qui ne pourrait se faire avec aucun appareil imprimant la lettre typographique; avec le manipulateur à deux touches, un télégraphiste

exercé peut transmettre de trente à trente-cinq mots à la minute.

Ce système a été adopté par plusieurs nations étrangères et en particulier par l'Allemagne. Le rendement de l'appareil Estienne a été plus spécialement étudié dans ce pays par des expériences officielles exécutées, soit sur des fils aériens ou sur des fils souterrains entre Berlin et Leipzig : il a été trouvé très supérieur au rendement du Morse [1] ; aussi de nombreux appareils de l'ancien matériel sont-ils transformés pour se prêter à l'application du nouveau système.

On augmenterait encore considérablement le rendement en ayant recours à un procédé de *sténotélégraphie* également proposé par M. Estienne. En donnant aux traits transversaux deux largeurs différentes, on aurait quatre signaux élémentaires au lieu de deux, et par suite on pourrait simplifier beaucoup l'écriture, et introduire de nombreuses abréviations.

EXPÉRIENCE D'HYDRODYNAMIQUE ;

PAR M. P. PARIZE.

L'expérience suivante a été faite sur une rivière qui tombe d'une hauteur d'environ 6^{m} du bassin à flot de Morlaix dans le chenal du port. Chacun des déversoirs d'écoulement est constitué par un canal rectangulaire, à coursier plan, terminé à la ligne de chute par un rebord saillant se présentant comme un tore.

A l'état normal, le liquide s'écoule à peu près verticalement, en suivant la surface du déversoir. Vient-on à laisser tomber en un point A, voisin de la droite de contour apparent, un petit caillou ou même une simple goutte d'eau, on aperçoit aussitôt une remarquable modification dans la forme de la nappe ; à partir du point frappé, elle s'élance en une haute ondulation, et cette intumescence est d'autant plus marquée que le choc a été plus fort : en même temps, la nappe liquide s'écarte beaucoup plus de la verticale que précédemment, comme si le courant avait été rendu plus fort. La

---

[1] *Elektrotechnische Zeitung*, octobre-novembre 1884.

forme ainsi déterminée artificiellement se conserve jusqu'à ce qu'une cause accidentelle vienne détruire l'effet obtenu.

Si l'on observe le point qu'a frappé la petite pierre lancée en A, on voit, si l'eau est transparente, que le contact n'existe plus entre la pierre du coursier et le liquide : il y a eu séparation sur une surface triangulaire ayant sa pointe à l'endroit frappé. Cette séparation est déterminée par de l'air entraîné avec le projectile, qui supprime dans cette région l'adhérence de la nappe liquide et de la paroi du coursier. La nappe s'échappe donc tangentiellement en conservant sa vitesse, d'où l'écart observé par rapport à la verticale.

J'ai constaté, par des expériences manométriques, qu'il se produit au point A une forte aspiration mesurée par une colonne d'eau qui a varié, suivant le débit de la rivière, de $0^m,22$ à $1^m,36$. Cette diminution de la pression explique la possibilité du séjour de l'air au-dessous de la nappe liquide et, par suite, la persistance du phénomène observé.

C.-V. BOYS. — A magneto-electric phenomenon (Sur un phénomène électromagnétique); *Phil. Mag.*, t. XVIII, p. 216; 1884.

L'auteur a imaginé une nouvelle méthode pour mesurer l'intensité du champ produit par un électro-aimant. Cette méthode repose sur le fait suivant observé par Faraday.

Un disque de cuivre suspendu entre les pôles d'un électro-aimant reçoit une impulsion chaque fois que l'on ferme ou que l'on ouvre le circuit, à moins que son plan ne soit parallèle ou perpendiculaire dans toute son étendue aux lignes de force. Dans tout autre cas, l'angle α que fait le disque avec les lignes de force (supposées parallèles) diminue quand on lance le courant dans l'appareil et augmente quand on rompt le circuit. Si l'on produit un champ variable au moyen d'une armature conique et d'une autre plate, le disque placé perpendiculairement à la ligne de force qui passe par son centre est poussé, quand on ferme le circuit, vers la partie du champ où l'intensité est moindre, et inversement. L'effet est si considérable qu'un disque de cuivre impur qui est fortement magnétique paraît, à première vue, fortement diamagnétique.

Soit un anneau de faible section s, de résistance spécifique ρ, et de rayon r, placé dans un champ constant dont l'intensité est H. Pour un accroissement dH de celle-ci dans un temps dt, un courant est induit dans l'anneau dont l'intensité est

$$\frac{r \sin \alpha}{2\rho} \frac{d\mathrm{H}}{dt}.$$

Il se produit donc un couple qui tend à diminuer α et dont la valeur est

$$-\frac{\pi r^3 s \mathrm{H} \sin 2\alpha}{4\rho} \frac{d\mathrm{H}}{dt}.$$

Si le champ magnétique s'établit assez vite pour que α n'ait pas varié sensiblement pendant ce temps, le moment du couple ne dépendra que de la valeur finale de H et s'exprimera par

$$-\frac{\pi r^3 s \mathrm{H}^2 \sin 2\alpha}{8\rho}.$$

Si l'on appelle M le moment d'inertie de l'anneau, T le coefficient de torsion du fil qui le supporte, ω la vitesse angulaire qu'il prend et θ l'angle qu'il décrit, on a

$$\omega = -\frac{\pi r^3 s \mathrm{H}^2 \sin 2\alpha}{8\rho \mathrm{M}}, \quad \theta = -\frac{\pi r^3 s \mathrm{H}^2 \sin 2\alpha}{8\rho\sqrt{\mathrm{MT}}}.$$

On peut considérer un disque comme formé d'anneaux élémentaires; l'impulsion reçue par un disque de rayon r est donc

$$-\frac{\pi r^4 s \mathrm{H}^2 \sin 2\alpha}{32\rho}.$$

Or le moment d'inertie d'un disque suffisamment mince est proportionnel à son épaisseur et à r^4. La vitesse qu'il reçoit est donc indépendante de ses dimensions.

Pour faire des mesures absolues, on devra remplacer le disque par une bobine dont il sera facile de bien connaître la résistance. On trouvera, en désignant par A son aire et par R sa résistance,

$$\theta = -\frac{\mathrm{A}^2 \mathrm{H}^2 \sin 2\alpha}{4\mathrm{R}\sqrt{\mathrm{MT}}}.$$

L'auteur a vérifié d'une façon suffisamment approchée que l'impulsion due à la rupture du circuit est proportionnelle à $\sin 2\alpha$.

Il n'en est pas de même de l'impulsion de fermeture : le disque s'arrête en vertu de l'action bien connue du champ magnétique. M. Boys a d'ailleurs comparé ses résultats avec ceux que lui fournit l'une des méthodes connues : quoique l'accord soit peu satisfaisant, la nouvelle méthode lui paraît devoir fournir très simplement les intensités magnétiques.

Si l'on répète l'expérience ci-dessus avec des disques de différents métaux, on pourra comparer leurs conductibilités sans avoir besoin de les étirer en fils.

Enfin, si l'on remplace le disque par une sphère, celle-ci ne recevra aucune impulsion si elle présente la même conductibilité dans les différentes directions; dans le cas contraire, il sera possible de reconnaître la direction où la conductibilité est maxima.

A. Leduc.

O. LUMMER. — Ueber eine neue Interferenzerscheinung an planparallelen Glasplatten, und eine Methode, die Planparallelität solcher Gläser zu prüfen (Sur un nouveau phénomène d'interférence produit par des lames de verre à faces parallèles, et sur une méthode pour vérifier le parallélisme des faces de ces lames); *Wied. Annalen*, t. XXIII, p. 49; 1884.

Ce phénomène, ainsi que l'auteur l'a reconnu après coup, avait été observé déjà par Haidinger et étudié théoriquement et expérimentalement par M. Mascart (1). Un miroir concave, étamé sur toute sa surface, à l'exception d'une ouverture de la grandeur de la pupille, réfléchit la lumière d'une lampe à alcool salé, et la renvoie normalement sur la lame à faces parallèles. Si l'on regarde à travers l'ouverture, l'œil étant supposé réglé pour une distance infinie, on voit la lame recouverte d'un très grand nombre d'anneaux concentriques, centrés sur le pied de la normale abaissée du centre de la pupille sur la lame. La substitution à l'œil d'une lunette réglée pour une distance infinie permet de mesurer l'incidence correspondant à chacun d'eux, et de vérifier la formule suivante, établie par M. Mascart,

$$\Delta = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i},$$

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIII, p. 116.

qui donne la différence de marche Δ des deux rayons interférents en fonction de l'angle d'incidence.

L'auteur pense que la régularité des anneaux produits peut servir à contrôler le parallélisme des faces d'une lame de verre.

J. Macé de Lépinay.

W. RAMSAY et Sydney YOUNG. — Influence of change of condition from the liquid to the solid state on vapour-pressure (Influence de l'état solide ou liquide d'un corps sur la pression de sa vapeur); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXVI, p. 499; 1884.

M. J. Thomson (1) est arrivé théoriquement à la conclusion que la force élastique maximum de la vapeur au contact de son liquide est supérieure à la force élastique maximum au contact du solide correspondant. Regnault a cru, il est vrai, pouvoir affirmer que la force élastique maximum de la vapeur d'eau, à une même température, au contact de l'eau et de la glace, est la même; mais M. Thomson a contesté ce résultat en se servant justement des formules empiriques que Regnault a données pour calculer les forces élastiques maxima de la glace et de l'eau.

Par des expériences effectuées les unes dans des tubes barométriques, les autres à l'aide d'un appareil particulier que les auteurs décriront ultérieurement dans un Mémoire complet, MM. Ramsay et Sydney Young ont reconnu que, pour le camphre, le benzène, l'acide acétique cristallisable et l'eau, les courbes qui représentent la variation de la force élastique avec la température ne coïncident pas, suivant que ces substances se trouvent à l'état liquide ou solide : la différence est dans le sens prévu par M. J. Thomson. Comme les quatre corps étudiés appartiennent à des groupes très divers, les auteurs pensent que le phénomène doit se présenter pour tous les corps.

E. Bouty.

---

(1) *Proceedings of the Royal Society*, t. XXII, p. 27.

W.-E. AYRTON ET JOHN PERRY. — Non sparting key (Interrupteur sans étincelle); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XVII, p. 304; 1884.

Pour éviter complètement l'étincelle due à l'extra-courant qui prend naissance au moment de la rupture d'un circuit parcouru par un fort courant, MM. Ayrton et Perry emploient l'énergie rendue disponible à lancer un courant dans un circuit fermé. Avant de rompre le circuit, on y introduit progressivement une résistance de quelques centaines d'ohms. Un ressort convenablement disposé permet à l'opérateur d'éteindre, sans étincelle et sans précaution spéciale, le courant d'une forte machine de Gramme.

Les auteurs pensent que l'emploi de leur interrupteur augmentera la durée des lampes électriques à incandescence, en même temps qu'il écartera les chances d'incendie. A. LEDUC.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE.

Vol. XXVII, 1er semestre de 1884.

C.-F. BRACKETT. — Nouvelle disposition pour mesurer le travail, p. 20.

Pour mesurer le travail produit ou absorbé par une machine dynamo ou magnéto-électrique, celle-ci est supportée par des couteaux, ou mieux, placée sur une monture suspendue sur couteaux ou tourillons. Quand la machine travaille, l'attraction entre l'armature et les aimants de champ tend à faire tourner ceux-ci dans le même sens que l'armature; on maintient l'équilibre avec un levier et des poids, fonctionnant comme dans le frein de Prony.

Pour des recherches précises, il convient de ne monter sur couteaux que les aimants de champ seuls. Le laboratoire de Physique du collège de New Jersey possède plusieurs machines montées ainsi et les expériences qu'on fait avec elles ne laissent, paraît-il, rien à désirer comme exactitude et précision.

HENRY-H. HAZEN. — Les crépuscules colorés, p. 201.

M. Hazen passe en revue les observations de crépuscules colorés faites à la fin de 1883 et au commencement de 1884; tout en ne

proposant lui-même aucune nouvelle explication, il montre toutes les difficultés de la question et insiste spécialement sur les objections que l'on peut faire à l'hypothèse que ces crépuscules auraient été produits par l'éruption de Krakatoa, hypothèse qui ne lui semble pas admissible.

JOHN LECONTE. — Sur les mouvements horizontaux de petits corps flottants et la validité des postulata de la théorie de la capillarité, p. 307.

M. John Leconte revient sur les critiques qu'on a faites à ses précédentes recherches sur les mouvements de petits corps flottants placés les uns près des autres. La non-concordance des faits qu'il a observés avec les lois des phénomènes capillaires provient, selon lui, de ce que, pour établir ces lois, on a admis, et à tort, entre autres hypothèses, celle-ci, que la tension superficielle d'une couche liquide donnée est indépendante du rayon de courbure. Il montre que les remarquables expériences de Simon, de Metz, conduisent, comme les siennes propres, à rejeter cette hypothèse et à admettre au contraire que la tension superficielle est une fonction inverse du rayon de courbure de la surface.

ALFRED-G. COMPTON. — Méthode pour enregistrer les vibrations libres d'un diapason et les battements, p. 444.

Le diapason à étudier est placé devant l'ouverture d'un résonnateur sensiblement à l'unisson avec lui; devant le même résonnateur est une sirène munie d'un régulateur de pression Cavaillé-Coll, qui permet de maintenir parfaitement constante la hauteur du son. Le tube postérieur du résonnateur est fermé par une membrane munie au centre d'une petite feuille de platine qui, à chaque oscillation de la membrane, ferme un courant.

Une bande de papier, imprégnée d'une dissolution d'iodure de potassium, se déroule devant trois pointes de platine qui ferment, par la feuille de papier et son support, des circuits contenant des piles et des interrupteurs de courant placés l'un sur la membrane du résonnateur, l'autre sur l'axe de la sirène, le dernier sur une horloge à secondes. L'une de ces pointes inscrit donc sur le papier les secondes, l'autre la vitesse de rotation de la sirène, la dernière les battements produits par l'interférence des sons du diapason et

de la sirène. Il est facile de régler la pression de l'air pour obtenir un nombre de battements convenables : on relève directement sur le tracé le nombre de tours de la sirène, qui, multiplié par le nombre des trous, donne le nombre des vibrations ; en retranchant le nombre de battements en une seconde, on a exactement le nombre de vibrations du diapason.

L'auteur montre par les résultats de quelques séries d'expériences que cette nouvelle méthode peut rivaliser d'exactitude avec la méthode de comparaison optique ; elle présente sur cette dernière l'avantage que donne l'enregistrement automatique des résultats.

FRANCIS-E. NIPHER. — Expression de la résistance électrique en fonction d'une vitesse, p. 465.

On sait que, dans le système d'unités électrostatiques, la résistance d'un conducteur est l'inverse d'une vitesse, et en particulier l'inverse de la vitesse avec laquelle doit décroître le rayon d'une sphère électrisée communiquant avec le sol par l'intermédiaire de ce conducteur, pour que, malgré la perte d'électricité par le conducteur, le potentiel de la sphère reste constant.

L'auteur donne une nouvelle démonstration de ce théorème, mais elle nous paraît moins simple que celle des *Leçons sur l'électricité et le magnétisme*, de MM. Mascart et Joubert.

Volume XXVIII, 2e semestre de 1884.

ELIAS LOOMIS. — Contributions à la Météorologie. Réduction des observations barométriques au niveau de la mer, p. 1 et 81.

On sait que la réduction, par la formule de Laplace, des observations barométriques faites au sommet d'une montagne ne donne presque jamais exactement la pression réellement observée à la station inférieure. On a souvent avancé que la principale raison de cette anomalie est que la température moyenne de la couche d'air comprise entre les deux stations diffère notablement de la moyenne arithmétique des deux températures.

M. Loomis montre que cette explication n'est pas suffisante. La

véritable est que les mouvements du baromètre ne sont pas les mêmes en haut et en bas; l'heure des minima et des maxima diffère aussi bien que l'allure générale des courbes. La différence est naturellement d'autant plus grande que l'on considère des montagnes plus élevées. Ainsi, au sommet de Pike's Peak, Colorado (4330^{m}), il arrive souvent que le baromètre reste stationnaire pendant toute une période où une série de maxima et de minima barométriques importants passent en dessous dans les régions inférieures de l'atmosphère.

ARTHUR-E. BOSTWICK. — Influence de la lumière sur la résistance électrique des métaux, p. 133.

M. Bœrnstein avait avancé que l'exposition à la lumière diminuait la résistance électrique de l'or, de l'argent et du platine d'une quantité bien moindre que pour le sélénium et le tellure, mais cependant appréciable. Ce fait était nié, au contraire, par MM. Siemens et Hansemann. M. Bostwick a repris l'étude de la question pour l'or, l'argent et le platine, en s'entourant de toutes les précautions, en employant deux méthodes différentes pour mesurer les résistances, et en faisant varier la durée de l'exposition à la lumière. La conclusion du travail est que, si la lumière exerce une influence sur la résistance électrique des trois métaux précités, il n'en résulterait pas, en tout cas, de variation relative plus grande que quelques cent-millièmes.

S.-P. LANGLEY. — Sur l'absorption atmosphérique, p. 163.

La plupart des expériences faites sur l'absorption de la chaleur solaire par l'atmosphère terrestre ont conduit, pour la proportion de chaleur absorbée, à des nombres qui sont assez voisins de 20 pour 100. M. Langley pense que ce nombre est beaucoup trop faible et que l'erreur provient de ce qu'on a traité généralement le problème comme s'il s'agissait d'une radiation unique, tandis qu'en réalité on opère sur une série de radiations différentes qui n'ont pas toutes le même coefficient de transmissibilité.

Soient, en effet, A, B, C,... les intensités de chacune des radiations élémentaires, dont les coefficients de transmissibilité sont

a, b, c, ... La radiation totale M est

$$M = A + B + C + \ldots = \Sigma A.$$

Après avoir traversé une première couche d'air dont l'épaisseur est égale à l'unité, la chaleur transmise est réduite et devient

$$M_1 = Aa + Bb + \ldots = \Sigma Aa;$$

après avoir traversé une deuxième couche égale, elle devient

$$M_2 = Aa^2 + Bb^2 + \ldots = \Sigma Aa^2$$

et, après avoir traversé n couches,

$$M_n = Aa^n + Bb^n + \ldots = \Sigma Aa^n.$$

Si l'on traite maintenant la radiation solaire comme une radiation simple, de transmissibilité moyenne m, après avoir traversé 1, 2, ..., n couches, la chaleur transmise deviendrait successivement

$$Mm,\ Mm^2,\ \ldots,\ Mm^n.$$

Il en résulte que, pour déterminer m, on aurait les équations suivantes

$$\begin{aligned} Mm &= \Sigma Aa, \\ Mm^2 &= \Sigma Aa^2, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \\ Mm^n &= \Sigma Aa^n; \end{aligned}$$

il est clair que ces équations ne rentrent pas les unes dans les autres, et par suite n'ont aucune signification ; or c'est cette marche défectueuse que l'on suit le plus souvent dans les recherches actinométriques.

Pour montrer l'importance de cette cause d'erreur, M. Langley fait un calcul numérique en donnant à A, B, ..., a, b, ... des valeurs particulières. Dans l'exemple choisi, les coefficients de transmissibilité (m), déduits, par la méthode de calcul incriminée, des quantités totales de chaleur qui ont traversé successivement 2, 3 et 4 couches, sont successivement 0,79, 0,81 et 0,82. Or, dans ce cas, le coefficient moyen de transmissibilité, calculé rigoureusement, est 0,59, ce qui donne 0,20 environ et 0,41 pour les valeurs du coefficient d'absorption calculées par les deux méthodes. Malgré la presque identité des trois nombres auxquels conduit la méthode

défectueuse, identité qui pourrait conduire à considérer les résultats comme bons, l'absorption réelle est sensiblement double de l'absorption calculée en considérant la radiation solaire comme homogène.

Il nous semble qu'il sera indispensable de tenir compte dorénavant des critiques de M. Langley dans les recherches actinométriques. M. Langley termine en faisant observer que les valeurs admises jusqu'à ce jour pour la *constante solaire* sont beaucoup trop faibles, puisque l'absorption réelle est plus grande que celle que l'on suppose. Il remarque enfin que cette cause d'erreur est d'autant moindre que la couche d'air traversée par les rayons est moins épaisse, ce qui explique pourquoi les déterminations de la constante solaire faites sur de hautes montagnes ont toujours donné des valeurs beaucoup plus grandes que les expériences faites à une faible altitude.

J.-E. KEELER. — Sur l'absorption de la chaleur rayonnante par le gaz acide carbonique, p. 190.

Le gaz acide carbonique, provenant d'un réservoir à acide carbonique liquide, remplissait à la pression atmosphérique un tube vertical, long de $1^{m},7$, que les rayons lumineux et calorifiques traversaient deux fois, ce qui faisait un parcours total de $3^{m},4$ dans l'acide carbonique. Les déterminations étaient faites à peu près comme les mesures ordinaires du pouvoir absorbant dans la chaleur rayonnante, sauf que la pile thermo-électrique était remplacée par le bolomètre, imaginé par M. Langley.

L'absorption produite par cette colonne de gaz sur la chaleur lumineuse émise par une lampe à kérosine et débarrassée des rayons obscurs par le passage à travers une couche d'eau de $15^{mm},3$ fut absolument insensible (cette même couche d'eau arrêtait totalement la chaleur obscure émise par un brûleur de Bunsen).

Avec la même lampe à kérosine, mais sans couche d'eau, l'absorption produite par l'acide carbonique fut de 0,074; le coefficient d'absorption s'éleva à 0,11 pour les rayons émis par une lame de cuivre chauffée tout près du rouge par un bec Bunsen, et à 0,358 pour la chaleur très peu lumineuse du bec Bunsen lui-même. Le gaz acide carbonique est donc très transparent pour les radia-

tions lumineuses, et absorbe au contraire en très grande proportion les radiations ultra-rouges. Il est probable que c'est à l'absorption par l'acide carbonique de l'atmosphère que sont dues quelques-unes des bandes froides reconnues dans le spectre solaire ultra-rouge.

EDWARD-L. NICHOLS. — Durée des impressions lumineuses sur la rétine, p. 243.

On observe successivement les différentes parties du spectre dans un spectroscope, devant la fente duquel est un disque noir, percé de quatre fenêtres de 5^{mm} de large, et que l'on fait tourner à la main avec des vitesses croissantes jusqu'au moment où les impressions successives produites par le passage des fenêtres du disque devant la fente deviennent continues. Les résultats de cette étude confirment en général ceux qu'avait obtenus Plateau; ce sont les suivants:

1° La persistance des images rétiniennes est une fonction de la longueur d'onde; elle est minimum pour le jaune, et plus grande pour les rayons des deux extrémités du spectre.

2° Pour une même couleur, la persistance est d'autant moindre que l'intensité de la lumière est plus grande.

3° La durée de l'impression varie beaucoup d'un observateur à l'autre et, pour un même observateur, change avec la fatigue de l'œil.

4° Chaque radiation simple du spectre visible produit trois impressions, une rouge, une verte et une violette; l'impression verte disparait la première, et la violette la dernière; cela rend compte des colorations *subjectives* des corps en mouvement.

5° La persistance de l'impression dépend de la durée de l'action sur l'œil : elle est très longue après une action très courte, et approche d'une limite minimum finie quand la durée de l'action lumineuse va en augmentant.

H.-S. CARHART. — Relation entre la force électromotrice d'un élément Daniell et la concentration de la dissolution de sulfate de zinc, p. 374.

Dans ces expériences on employait à peu près la méthode de compensation de Poggendorff. L'élément de Daniell à étudier était

dans un circuit contenant un galvanomètre et un rhéostat aux deux bornes duquel venait se terminer un deuxième circuit contenant une pile auxiliaire et un voltamètre à nitrate d'argent. En variant la résistance du rhéostat, on ramenait à zéro l'intensité du courant dans la branche contenant l'élément Daniell; un calcul simple donne alors la force électromotrice de cet élément, l'intensité absolue du courant dans le circuit de la pile auxiliaire étant donnée par le voltamètre à argent : on sait en effet qu'un courant d'un ampère dépose $4^{gr},025$ d'argent par heure (lord Rayleigh).

L'auteur trouve que les variations de force électromotrice dues au degré de concentration du sulfate de zinc suffisent pour expliquer les divergences dans les nombres donnés par différents physiciens pour la force électromotrice de l'élément Daniell. La force électromotrice de l'élément Daniell croît d'abord avec la proportion de sulfate de zinc, depuis $1^{volt},04$ (eau distillée) jusqu'à la valeur $1^{volt},137$ environ pour une dissolution contenant 5 pour 100 de sulfate de zinc; elle décroît ensuite, mais devient à peu près constante et égale à $1^{volt},111$ quand la proportion de sulfate de zinc dépasse 10 pour 100. Si l'on veut employer comme étalon la pile Daniell, il faut donc spécifier le degré de concentration de la dissolution de sulfate de zinc.

ALFRED ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome IV. — Janvier 1885.

Lettre d'Ampère à Davy sur le fluor, p. 5.

BERTHELOT. — *Sur le calcul des températures de combustion, des chaleurs spécifiques et de la dissociation des mélanges tonnants*, p. 17.

BERTHELOT et VIEILLE. — *Recherches sur les mélanges gazeux tonnants. Pression*, p. 29.

BERTHELOT et VIEILLE. — *Vitesse relative de combustion des mélanges gazeux détonants*, p. 39.

BERTHELOT et VIEILLE. — *Influence de la densité des mélanges gazeux détonants sur la pression*, p. 48.

BERTHELOT et VIEILLE. — *Mélanges gazeux détonants. Calcul des températures et des chaleurs spécifiques*, p. 59.

BERTHELOT et VIEILLE. — *Sur la chaleur spécifique des éléments gazeux à de très hautes températures*, p. 66.

BERTHELOT et VIEILLE. — *Sur les chaleurs spécifiques de l'eau et de l'acide carbonique à de très hautes températures*, p. 74.

BERTHELOT. — *Sur l'échelle des températures et sur les poids moléculaires*, p. 84.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XIX; janvier 1885.

ALDER WRIGHT et C. THOMPSON. — *Détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 1.

A.-M. WORTHINGTON. — *Multiplicateur capillaire*, p. 43.

A.-M. WORTHINGTON. — *Note sur un point de la théorie des gouttes suspendues*, p. 46.

A. ELSASS. — *Nouvelle forme du monocorde*, p. 48.

W.-N. HARTLEY. — *Influence de l'arrangement atomique sur les propriétés physiques des composés*, p. 55.

R.-M. BOSANQUET. — *Aimants permanents. Sur le décroissement du magnétisme. Correction à la valeur de* H *à Oxford*, p. 57.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXIV, n° 1; 1885.

O. LEHMANN. — *Point de fusion des corps en contact et électrolyse de l'iodure d'argent solide*, p. 1.

W. V. BEZOLD. — *Nouvelle espèce de figures de cohésion*, p. 27.

L. BOLTZMANN. — *Possibilité d'établir la théorie cinétique des gaz exclusivement sur des forces attractives*, p. 37.

O. CHWOLSON. — *Calibres des rhéostats de Siemens et Halske*, p. 39.

F. KOHLRAUSCH. — *Conductibilité électrique de l'eau distillée dans le vide*, p. 48.

G. KIRCHHOFF. — *Changement de forme qu'éprouve un solide élastique quand il est soumis à la polarisation magnétique ou diamagnétique*, p. 52.

A. SCHUSTER. — *Décharge de l'électricité par les gaz*, p. 74.

E. GOLDSTEIN. — *Conductibilité électrique du vide*, p. 79.

W. SIEMENS. — *Contribution à la théorie du magnétisme*, p. 93.

H. HERTZ. — *Dimensions du pôle magnétique dans divers systèmes*, p. 114.

E. KETTELER. — *Constantes optiques des milieux magnétiques*, p. 119.

E. V. FLEISCHL. — *Double réfraction de la lumière dans les liquides*, p. 127.

W. VOIGT. — *Mesure de l'indice de réfraction des milieux absorbants*, p. 144.

W. VOIGT. — *Théorie de la réflexion et de la réfraction à la limite de milieux transparents cristallisés*, p. 156.

SUR L'EMPLOI DE LA MÉTHODE D'AMORTISSEMENT POUR DÉTERMINER LA VALEUR DE L'OHM;

PAR M. MASCART.

La Conférence internationale des unités électriques, au moment de choisir la valeur de l'unité de résistance (ohm), s'est trouvée en présence de résultats, fournis d'ailleurs par les expérimentateurs les plus habiles, dont la concordance ne paraissait pas conforme à la précision des observations. A part quelques exceptions, on pouvait reconnaître que toutes les méthodes, sauf celle de l'amortissement, donnaient pour l'unité exprimée en colonne de mercure de 1^{mmq} de section une longueur supérieure à $1^{m},06$. La méthode d'amortissement, au contraire, a toujours fourni un nombre notablement plus faible (¹).

J'ai cherché si l'interprétation plus complète de la théorie ne pouvait pas fournir l'explication de cette différence.

Considérons un aimant dont le moment d'inertie est K et le moment magnétique M, oscillant dans une bobine dont R est la résistance, L le coefficient de self-induction et G la constante galvanométrique moyenne dans la région occupée par l'aimant, le plan moyen de la bobine étant parallèle au méridien magnétique. Appelons H la composante horizontale du champ terrestre, I l'intensité du courant induit à l'époque t, x la déviation angulaire de l'aimant à partir de sa position d'équilibre, et supposons, en outre, qu'une cause étrangère à l'induction, telle que le frottement de l'air, donne une résistance proportionnelle à la vitesse dont le couple est $C\frac{dx}{dt}$.

Pour l'unité de courant, le couple produit par l'action de la bobine sur l'aimant (ou de l'aimant sur la bobine) est $GM\cos x$, et le travail produit pour un déplacement dx pendant le temps dt est

$$GM\cos x\,dx = GM\cos x\,\frac{dx}{dt}\,dt.$$

(¹) *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. III, p. 240.

Ce travail représente l'accroissement dQ du flux de force qui émane de l'aimant et traverse le circuit [1]. D'autre part, le flux de force qui provient du courant lui-même est LI, de sorte que la force électromotrice d'induction a pour valeur [2]

$$E = -\frac{d(Q + LI)}{dt},$$

et l'équation du courant induit est

$$L\frac{dI}{dt} + MG\cos x\frac{dx}{dt} + RI = 0.$$

Le moment total des forces qui agissent sur l'aimant a pour expression

$$HM\sin x + C\frac{dx}{dt} - MGI,$$

de sorte que l'équation du mouvement est

$$K\frac{d^2x}{dt^2} + C\frac{dx}{dt} + HM\sin x - MGI = 0.$$

Si l'on suppose que les déviations restent très petites, les équations du courant et du mouvement se réduisent à

$$(1) \qquad L\frac{dI}{dt} + RI + MG\frac{dx}{dt} = 0,$$

$$(2) \qquad K\frac{d^2x}{dt^2} + C\frac{dx}{dt} + HMx = MGI.$$

Lorsque le circuit reste ouvert, le courant est nul et le phénomène est défini par l'équation

$$K\frac{d^2x}{dt^2} + C\frac{dx}{dt} + HMx = 0.$$

En posant

$$\frac{C}{2K} = \varepsilon_0, \quad \frac{HM}{K} = n_0^2,$$

cette équation devient

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\varepsilon_0\frac{dx}{dt} + n_0^2 = 0.$$

---

(1) *Voir* Mascart et Joubert, *Leçons sur l'Électr. et le Magn.*, t. I, p. 491.
(2) *Ibid.*, p. 567.

Le mouvement ainsi défini peut être oscillatoire ou apériodique, mais il n'y a lieu de considérer ici qu'un mouvement oscillatoire, ce qui exige que la quantité

$$n_0^2 - \varepsilon_0^2 = \gamma_0^2$$

soit positive. Dans ce cas, si l'origine du temps correspond à l'époque où l'aimant passe par sa position d'équilibre, l'angle d'écart est donné par une expression de la forme

$$x = B e^{-\varepsilon_0 t} \sin \gamma_0 t = B e^{\frac{\lambda_0}{\tau_0} t} \sin \frac{\pi}{\tau_0} t,$$

la constante B étant définie par les conditions initiales, par exemple par la vitesse à l'origine du temps. Le mouvement est oscillatoire et les amplitudes décroissent en progression géométrique : le décrément logarithmique λ_0 et la durée τ_0 de l'oscillation peuvent être déterminés par expérience.

On a d'ailleurs, en appelant T la durée d'oscillation que l'on obtiendrait si toute cause d'amortissement était supprimée,

$$(3) \qquad \frac{\pi^2}{T^2} = \frac{HM}{K} = n_0^2 = \gamma_0^2 + \varepsilon_0^2 = \frac{\pi^2 + \lambda_0^2}{\tau_0^2}.$$

Représentant par φ_0 l'expression $\sqrt{1 + \frac{\lambda_0^2}{\pi^2}}$, il en résulte

$$\tau_0 = \varphi_0 T.$$

Lorsque le circuit est fermé et qu'on élimine le courant entre les équations (1) et (2), en posant

$$(4) \qquad \alpha = \frac{M^2 G^2}{2KR},$$

on obtient l'équation différentielle linéaire du troisième ordre

$$L\left(\frac{d^3x}{dt^3} + 2\varepsilon_0 \frac{d^2x}{dt^2} + n_0^2 \frac{dx}{dt}\right) + R\left(\frac{d^2x}{dt^2} + 2(\varepsilon_0 + \alpha)\frac{dx}{dt} + n_0^2\right) = 0,$$

dont l'intégrale générale est de la forme

$$(5) \qquad x = A e^{\rho t} + A' e^{\rho' t} + A'' e^{\rho'' t},$$

les valeurs de ρ, ρ' et ρ'' étant les racines de l'équation

$$(6) \qquad L(\rho^3 + 2\varepsilon_0 \rho^2 + n_0^2 \rho) + R[\rho^2 + 2(\varepsilon_0 + \alpha)\rho + n_0^2] = 0.$$

Si l'on prend pour origine du temps l'époque à laquelle l'aimant passe par une élongation d'amplitude a, les constantes A, A′ et A″ seront déterminées par les conditions que, pour $t = 0$, on ait $x = a$, $\frac{dx}{dt} = 0$, et $I = 0$.

Cette dernière condition peut paraître douteuse, puisque l'extra-courant ne s'annule pas en même temps que le courant principal; avec des circuits très conducteurs, l'erreur commise en faisant $I = 0$ est assurément insignifiante.

L'expression de la déviation en fonction des données expérimentales serait très complexe dans le cas général; mais, si l'on met à profit cette circonstance que le rapport $\frac{L}{R}$ est très petit, on peut obtenir une solution très approchée du problème par la méthode suivante que M. Tisserand a eu l'obligeance de m'indiquer.

L'une des racines ρ_1 de l'équation (6) est infinie lorsque le coefficient L est nul; si le rapport $\frac{L}{R}$ est très petit, cette racine a une valeur très grande, sensiblement égale à $-\frac{R}{L}$; ρ' et ρ'' diffèrent très peu des racines u' et u'' de l'équation

$$(7) \qquad u^2 + 2(z_0 + \alpha)u + n_0^2 = 0,$$

et ces racines sont imaginaires si le mouvement a un caractère oscillatoire. L'équation (5) devient alors

$$(8) \qquad x = Ae^{-\frac{R}{L}t} + Be^{-zt}\sin\gamma(t - t_0) = Ae^{-\frac{R}{L}t} + Be^{-\frac{\lambda}{\tau}t}\sin\frac{\pi}{\tau}(t - t_0).$$

Le mouvement peut encore être considéré comme périodique avec un décrément logarithmique λ et une durée d'oscillation τ, mais les oscillations s'effectuent autour d'une position variable avec le temps. Toutefois, la constante A, déterminée par les conditions initiales, se trouve proportionnelle au cube du rapport $\frac{L}{R}$ et, par conséquent, négligeable dans les expériences.

Pour calculer les racines ρ' et ρ'', on peut poser en général

$$\rho = u + y,$$

les valeurs de u étant données par l'équation (7), et le terme de correction y est très petit.

L'équation (6) étant mise sous la forme

$$L f(\rho) + R\varphi(\rho) = 0,$$

si l'on y remplace ρ par $u + y$ et qu'on la développe par la série de Taylor, on obtient

$$L[f(u) + \ldots] + R[\varphi(u) + y\varphi'(u) + \ldots] = 0.$$

En remarquant que $\varphi(u) = 0$ et ne prenant ensuite que les premiers termes, il en résulte

$$y = -\frac{L}{R}\frac{f(u)}{\varphi'(u)} = -\frac{L}{2R}u\frac{u^2 + 2\varepsilon_0 u + n_0^2}{u + \varepsilon_0 + \alpha}$$

ou, en tenant compte de l'équation (7),

$$y = \frac{L}{R}\alpha\frac{u^2}{u + \varepsilon_0 + \alpha}.$$

Les racines de l'équation (7) sont

$$u = -(\varepsilon_0 + \alpha) \pm \beta\sqrt{-1}$$

avec

$$\beta^2 = n_0^2 - (\varepsilon_0 + \alpha)^2. \tag{9}$$

Substituant ces valeurs de u dans l'expression de y, on obtient

$$y = \frac{L}{R}\left[-2\alpha(\varepsilon_0 + \alpha) \pm \frac{\alpha}{\beta}(2\beta^2 - n_0^2)\sqrt{-1}\right].$$

Enfin, si l'on pose

$$\left\{\begin{aligned} \alpha' &= \frac{L}{R}2\alpha(\varepsilon_0 + \alpha), \\ \beta' &= \frac{L}{R}\frac{\alpha}{\beta}(2\beta^2 - n_0^2), \end{aligned}\right. \tag{10}$$

les valeurs de ρ' et ρ'' sont données par l'équation

$$\rho = -(\varepsilon_0 + \alpha + \alpha') \pm (\beta + \beta')\sqrt{-1},$$

que l'on peut écrire

$$\rho = -\varepsilon \pm \gamma\sqrt{-1},$$

en posant

$$\left\{\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_0 + \alpha + \alpha' = (\varepsilon_0 + \alpha)\left(1 + \frac{2L\alpha}{R}\right) = \varepsilon_0 + \alpha\left[1 + \frac{2L}{R}(\varepsilon_0 + \alpha)\right], \\ \gamma &= \beta + \beta'. \end{aligned}\right. \tag{11}$$

La substitution de ces valeurs de ρ' et ρ'' permet de donner à l'équation (5) la forme (8), les nouvelles constantes B et t_0 étant liées aux précédentes par les relations

$$\operatorname{tang}\gamma t_0 = \frac{A' + A''}{A' - A''}\sqrt{-1},$$

$$B = -\frac{A' + A''}{\sin\gamma t_0}.$$

La première des équations (11) résout le problème, car on a, d'après l'équation (4),

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{2KR}{M^2G^2} = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_0}\left[1 + \frac{2L}{R}(\varepsilon_0 + \alpha)\right],$$

ou, en remplaçant $\varepsilon_0 + \alpha$ dans le terme de correction par sa valeur approchée ε, c'est-à-dire en négligeant le carré du rapport $\frac{L}{R}$,

$$R = \frac{M^2G^2}{2K(\varepsilon - \varepsilon_0)}\left(1 + \frac{2L}{R}\varepsilon\right) = \frac{M^2G^2}{2K(\varepsilon - \varepsilon_0)} + 2L\varepsilon.$$

Telle est, en effet, la formule donnée par Maxwell [1].

Lorsque l'amortissement est considérable, l'expérience ne permet pas de déterminer directement la durée τ des oscillations, et l'on préfère en général la déduire de la durée τ_0 relative au circuit ouvert par la relation

$$\varepsilon^2 + \gamma^2 = \varepsilon_0^2 + \gamma_0^2 = n_0^2, \tag{12}$$

mais cette relation n'est pas rigoureuse.

En effet, les équations (10) et (11) donnent, au même degré d'approximation,

$$\gamma = \beta\left[1 + \frac{L\alpha}{R}\left(2 - \frac{n_0^2}{\beta^2}\right)\right],$$

$$\gamma^2 = \beta^2\left[1 + \frac{2L\alpha}{R}\left(2 - \frac{n_0^2}{\beta^2}\right)\right] = \beta^2 + \frac{2L\alpha}{R}(2\beta^2 - n_0^2),$$

$$\varepsilon^2 = (\varepsilon_0 + \alpha)^2 + \frac{4L\alpha}{R}(\varepsilon_0 + \alpha)^2;$$

en tenant compte de l'équation (9), il en résulte

$$\gamma^2 + \varepsilon^2 = \frac{\pi^2 + \lambda^2}{\tau_2} = n_0^2\left(1 + \frac{2L\alpha}{R}\right).$$

---

[1] Maxwell, *Electricity and magnetism*, t. II, p. 263.

Si l'on représente encore par φ l'expression $\sqrt{1+\frac{\lambda^2}{\pi^2}}$, on peut écrire

$$\frac{\varphi}{\tau} = \frac{\varphi_0}{\tau_0}\left(1+\frac{L\alpha}{R}\right),$$

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{\tau} = \frac{\lambda}{\varphi}\frac{\varphi_0}{\tau_0}\left(1+\frac{L\alpha}{R}\right) = \frac{\lambda}{\varphi}\frac{\varphi_0}{\tau_0} + \frac{L\alpha\varepsilon}{R},$$

ce qui donne

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{\varphi_0}{\tau_0}\left(\frac{\lambda}{\varphi} - \frac{\lambda_0}{\varphi_0}\right) + \frac{L\alpha\varepsilon}{R} = \frac{\varphi_0}{\tau_0}\left(\frac{\lambda}{\varphi} - \frac{\lambda_0}{\varphi_0}\right)\left(1 + \frac{L}{R}\frac{\alpha\varepsilon}{\varepsilon-\varepsilon_0}\right).$$

Enfin, si l'on remplace α, dans le terme de correction, par sa valeur approchée $\varepsilon - \varepsilon_0$ et qu'on substitue dans l'expression de R, en remplaçant aussi K par sa valeur tirée de l'équation (3), il vient

$$R = \frac{M}{H}\frac{G^2}{2\tau_0}\pi^2 \frac{\varphi_0}{\frac{\lambda}{\varphi} - \frac{\lambda_0}{\varphi_0}} \frac{1+\frac{2L}{R}\varepsilon}{1+\frac{L}{R}\varepsilon} = \frac{M}{H}\frac{G^2}{2\tau_0}\pi^2 \frac{\varphi_0}{\frac{\lambda}{\varphi} - \frac{\lambda_0}{\varphi_0}}\left(1+\frac{L\varepsilon}{R}\right)$$

ou, en représentant par R_1 la valeur approchée de la résistance,

$$R = R_1 + L\varepsilon.$$

La correction que l'on doit apporter au calcul approché de la résistance, pour tenir compte du coefficient de self-induction, est donc moitié moindre [1] que celle que l'on fait d'habitude en admettant l'équation (12).

Cette correction ne suffit pas encore pour faire disparaître les divergences; une autre cause d'erreur semble plus importante.

En réalité, les courants induits sont très énergiques, et c'est même là une condition nécessaire pour que l'amortissement soit notable. Ces courants induits donnent au barreau, dans une direction transversale, une aimantation temporaire dont il est nécessaire de tenir compte.

L'intensité d'aimantation temporaire du barreau, perpendiculairement au méridien magnétique, est proportionnelle à l'action GI du courant et peut être représentée par hGI; si l'on appelle V le

---

[1] Depuis l'impression de cette Note, j'ai reconnu que M. E. Dorn avait publié déjà une démonstration équivalente du même résultat (voir *Wied. Annal. der Phys. und Chem.*, Bd. XXII, 1884).

volume de l'aimant, le moment magnétique correspondant est hGIV. Cette aimantation ne modifie pas l'équation (1) relative à l'induction, puisque le travail du courant sur l'aimant transversal est toujours nul, mais l'action de la terre sur le barreau introduit dans l'équation (2) un couple HhGIV de signe contraire au couple MGI; le second membre de cette équation doit donc être remplacé par

$$MGI - HhGIV = MGI\left(1 - \frac{HhV}{M}\right).$$

On posera, comme précédemment,

$$\alpha = \frac{M^2 G^2 \left(1 - \frac{HhV}{M}\right)}{2KR},$$

et l'équation finale deviendra

$$R = R_1\left(1 - \frac{HhV}{M}\right)\left(1 + \frac{L\varepsilon}{R}\right) = R_1\left(1 + \frac{L\varepsilon}{R} - \frac{HhV}{M}\right).$$

Si l'on appelle I_a l'intensité moyenne d'aimantation principale de l'aimant, I_t celle de la terre, et qu'on suppose l'expérience faite à la latitude de 45°, on a

$$M = VI_a,$$

$$H = \frac{4}{3}\pi I_t \cos 45^\circ = \frac{2\sqrt{2}}{3}\pi I_t;$$

par suite

$$\frac{HhV}{M} = \frac{2\sqrt{2}}{3}\pi \frac{I_t}{I_a} h.$$

Or l'intensité d'aimantation de la terre est d'environ 0,079 ou 0,08 en unités C.G.S; I_a dépasse rarement 150 pour les aciers les plus fortement aimantés. Quant au coefficient h, sa valeur dépend de la forme de l'aimant et de la nature du métal. Si l'aimant était un cylindre très long parallèle à la direction du champ, c'est-à-dire à l'axe de la bobine, cette valeur serait égale au coefficient k d'aimantation qui est compris entre 30 et 40 pour le fer doux; si les dimensions transversales de l'aimant étaient négligeables par rapport à sa longueur et qu'il fût parallèle au plan de la bobine, on aurait

$$h = \frac{k}{1 + 2\pi k} = \frac{1}{2\pi + \frac{1}{k}} \quad \text{ou environ } \frac{1}{6}.$$

Le calcul de h est, en général, un problème très difficile ; mais si l'on veut avoir seulement une idée de l'importance de l'aimantation transversale, on peut faire les hypothèses $I_a = 100$, $h = 1$, qui ne s'éloignent pas beaucoup des conditions expérimentales et qui donnent

$$\frac{HhV}{M} = 0,0025.$$

Les hypothèses initiales relatives à la petitesse des déviations et à la constance du coefficient G laissent encore un doute sur le degré d'exactitude du résultat ; dans tous les cas, les deux corrections que je viens d'indiquer concordent pour faire augmenter la valeur de l'unité de résistance trouvée par la méthode d'amortissement et la rapprocher ainsi de celles qui ont été obtenues par les autres méthodes.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA RÉFRACTION DES GAZ LIQUÉFIÉS ;

PAR M. L. BLEEKRODE [1].

On possède très peu de recherches expérimentales sur la puissance réfractive des gaz à l'état liquide, celles-ci étant bornées au cyanogène liquide, étudié en 1826 par Brewster, et aux acides sulfureux et cyanhydrique, qui sont aisément liquéfiés par le froid. J'ai étudié, depuis plusieurs années, les autres gaz sous ce rapport, et j'ai assez bien réussi à surmonter les difficultés pratiques résultant des petites quantités de substance et des grandes tensions.

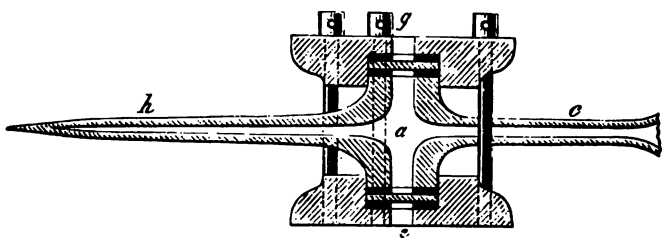
Description de l'appareil employé. — Celui dont je me suis servi dans les expériences suivantes a été construit en vue de pouvoir appliquer le microscope à la détermination de l'indice de réfraction, ce qui n'exige qu'un très petit volume de liquide, mais nécessairement contenu dans des parois plan-parallèles. L'emploi d'un prisme permet certainement une exactitude bien plus grande, mais aurait exigé des surfaces et un volume plus considérables et l'emploi des mastics, généralement solubles dans les gaz liquéfiés ;

---

[1] Extrait par l'auteur d'un Mémoire présenté à la *Société Royale de Londres*.

on aurait eu à travailler avec un appareil beaucoup moins en état de résister à des pressions élevées et moins hermétiquement fermé.

Après différents essais plus ou moins heureux, je me suis arrêté à la disposition représentée dans la *fig.* 1, et aussi simple que satisfaisante; l'appareil pourra peut-être servir dans d'autres recherches sur les gaz liquéfiés. Il se compose d'un court tube cylindrique *a* (représenté en section; longueur $0^m,015$, diamètre intérieur $0^m,003$, diamètre extérieur $0^m,011$): il est terminé sur les deux côtés par des tubes capillaires *b* et *c*.



Pour en faire un auget à liquide, terminé par des faces planparallèles, on avait travaillé les deux bouts du cylindre à l'émeri, afin de les rendre bien unis; puis on y plaçait des disques minces de plomb ou d'étain, transpercés au centre et indifférents à toute action chimique de la part du liquide à examiner, ensuite des disques de verre (d'une épaisseur de $0^m,001$ environ) planparallèles, et rendus très résistants par le procédé de la Bastie, ce qui les rendait même meilleurs à cet égard que des disques de quartz. En dernier lieu, vinrent des rondelles de cuir mou, également transpercées au milieu, puis le tout était mis en place entre deux pièces circulaires en acier; trois vis à pas fin permettaient de serrer parfaitement ensemble les parties consécutives, de manière à former un appareil très solide et garanti contre des fuites, même à des pressions supérieures à 100^{atm}, comme on s'en assurait avec la pompe à compression de Cailletet. L'acide carbonique a été conservé à l'état liquide dans un tel auget pendant deux années et a été porté à des températures de 30° à 40° C. sans aucune perte. Les disques de verre étaient coupés dans une surface de verre bien plane, et, après avoir reçu les dimensions convenables, soumis à la trempe; ce procédé donnait souvent une

surface détériorée, cependant il y en avait quelques-uns qui pouvaient servir parfaitement.

Pour se procurer le gaz à l'état liquide dans le tube cylindrique, à parois parallèles, que je nommerai désormais le *récipient*, je me suis servi de différentes méthodes, selon la nature du gaz. Quand il pouvait être développé en grande quantité par l'action chimique, de manière à être liquéfié par sa propre pression, j'adaptais le récipient à un tube de verre recourbé, très résistant, en soufflant à la lampe l'un et l'autre. Auparavant, l'une des branches du tube avait été remplie des matières nécessaires pour produire le gaz, ainsi que de celles pour le purifier; avant de fermer le tube capillaire extrême, on laissait un peu réagir ces matières, pour que le gaz développé chassât l'air du tube.

En général, on voit que c'est un procédé analogue à celui qui fut employé par Faraday; il a l'avantage de fournir des quantités assez grandes de gaz liquéfié. Certains gaz, comme le protoxyde d'azote, l'éthylène, présentent trop de difficultés pour être réduits ainsi à l'état liquide; dans ces cas, j'ai eu recours à la pompe de Cailletet, qui m'a été d'une utilité extrême dans ce genre de recherches. Le récipient fut adapté à la lampe, au bout supérieur du tube à gaz de cet appareil bien connu, et l'on opérait pour le reste à la manière ordinaire.

Quelquefois l'application d'un mélange réfrigérant suffisait à la liquéfaction, et alors on se servait de tubes analogues à ceux du premier cas, et dont l'une des branches fut exposée à l'action du froid.

Méthode d'observation. — Comme je l'ai déjà dit, je me suis servi du microscope pour déterminer l'indice de réfraction. Cette méthode, ancienne déjà, avait été proposée en 1767 par le duc de Chaulnes, mais à peu près oubliée en Physique [1], parce que son exactitude, limitée à la seconde décimale, est bien inférieure à celle

---

[1] En 1849, Bertin s'en souvint et publia quelques modifications, sans cependant réussir à la rendre plus exacte, comme il résulte des valeurs données pour l'indice de réfraction du verre (1,497 et 1,703) comparées à celle obtenue par le goniomètre (1,507 et 1,696).

Récemment, on s'en est occupé en Angleterre, et en 1878 M. Sorby, de Sheffield, employa cette méthode avec succès dans des recherches minéralogiques.

des procédés usuels. Cependant il est au moins douteux si l'on pourrait les appliquer au cas présent. La relation qui donne l'indice de réfraction se déduit par des considérations très élémentaires et est de la forme suivante

$$n = \frac{D}{D - d},$$

n représentant l'indice de réfraction de la substance examinée, D la distance des deux surfaces plan-parallèles à travers lesquelles on observe un objet quelconque par le microscope, d le déplacement apparent de l'image de l'objet, causé par la réfraction de cette substance même. On a ainsi à déterminer deux quantités linéaires, mais effectivement le cas n'est pas aussi simple, puisque les parois en verre qui terminent le récipient concourent aussi à la réfraction ou au déplacement apparent; il faut donc éliminer cet effet en appliquant une correction constante pour chaque récipient et facile à évaluer. Il faut encore remarquer que la formule est déduite dans la supposition d'angles d'incidence et de réfraction assez petits pour permettre de remplacer les sinus par les tangentes, ce qui introduit déjà une erreur dans la troisième décimale. Pour mesurer D et d par le microscope, je l'ai fait construire d'une manière spéciale par l'habile constructeur, M. Nachet, à Paris. Le tube oculaire (qui était ordinairement placé dans la direction horizontale) portait un vernier, se mouvant le long d'une échelle divisée en demi-millimètres et permettait d'observer le déplacement du tube à $\frac{1}{20}$ de millimètre; une vis micrométrique annexe permettait de lire jusqu'à $\frac{1}{100}$ de millimètre. L'exactitude avec laquelle on peut mettre au point un objet quelconque dans le champ du microscope dépend évidemment du grossissement employé; malheureusement j'étais obligé de le restreindre, à cause des dimensions nécessaires du récipient. Je me suis servi d'un fort oculaire et d'un objectif très faible, produisant ensemble une amplification de l'image égale à 30. Cette combinaison offrait du moins l'avantage de produire des images très distinctes et très claires des objets, pour lesquels je choisis de préférence les écailles des ailes de lépidoptères. Je les appliquais sur les surfaces intérieures des disques de verre du récipient, où elles restaient attachées par adhésion.

Pour déterminer la hauteur du récipient, on le plaçait en avant de l'objectif du microscope, et, mettant successivement à point les écailles sur la première et ensuite sur la seconde glace, on obtenait, par soustraction des deux indications du vernier sur l'échelle, la valeur de D. Portant celui-ci en différents points de l'échelle et en même temps le tube oculaire, on pouvait faire une série de six à huit observations, donnant une valeur moyenne de la hauteur cherchée.

On procédait d'une manière analogue pour obtenir l'indice de réfraction du gaz liquéfié. Ayant d'abord disposé le récipient tout prêt pour l'expérience et déterminé la hauteur, on se mettait à fixer le déplacement causé par les disques de verre. On observait, dans ce but, un objet par le microscope directement et à travers le récipient encore vide : la différence entre les indications du vernier donnait la correction ou l'effet des verres; puis on faisait arriver le gaz liquéfié dans le récipient, en ayant soin de le maintenir dans une position horizontale, de manière à éloigner les bulles de gaz ou d'air, et de le faire remplir complètement de liquide. On observait alors une troisième fois, c'est-à-dire à travers la masse liquide interposée, et la position du vernier corrigée pour le verre donnait d dans la formule; D étant aussi connu, un calcul très simple donne la valeur de l'indice de réfraction.

Il est indispensable de bien s'assurer que les parois du récipient sont véritablement parallèles, d'autant plus qu'en serrant les vis à compression, peut-être inégalement, on pourrait produire un auget prismatique. Je fis à cet égard toujours des expériences de contrôle, avant d'expérimenter avec le gaz liquéfié, en remplissant le récipient avec de l'éther sulfurique pur et en essayant d'en déterminer l'indice de réfraction par le microscope. Si l'on obtenait ainsi un résultat, comparable à celui donné par les autres méthodes plus exactes, dans les limites des erreurs que comporte l'emploi du microscope, on pouvait considérer les parois comme suffisamment parallèles entre elles; au cas contraire, on démontait l'appareil pour le reconstruire d'une manière plus satisfaisante.

Les erreurs probables [1] dans le résultat, calculées par les for-

---

[1] *Voir*, pour de plus amples détails, les résultats numériques, dans le Mémoire

mules différentielles usuelles, ont pour valeur dans le cas le plus défavorable 0,0058, et avec un grossissement de 30, arrivent peut-être à $\pm$ 0,0048; avec un grossissement de 140, l'erreur probable se réduit à $\pm$ 0,003.

Résultats des expériences. — Les valeurs numériques que je vais donner sont les résultats moyens d'un très grand nombre de séries d'observations sur le même gaz, repris souvent après une intervalle d'une ou deux années, et avec des appareils de dimensions différentes. Comme source de lumière, j'employais d'ordinaire un bec à gaz de Bunsen, contenant une pièce d'asbeste imprégnée d'une solution de sel marin, et dont la lumière, très sensiblement monochromatique, correspondait à la raie D du spectre. Généralement on faisait les observations aussi avec la lumière du jour ordinaire, pour pouvoir comparer la valeur obtenue à celle d'autres observateurs.

Les détails des expériences pour chacun des gaz sur lesquels j'ai opéré sont communiqués dans le Mémoire cité; je me bornerai ici à réunir dans un tableau les valeurs obtenues pour les indices et à les comparer à celles des mêmes substances à l'état gazeux.

Cependant je ferai exception pour deux corps, pour lesquels je vais donner quelques remarques.

Acide sulfureux (SO^2). — Le gaz préparé selon la méthode usuelle fut liquéfié dans le récipient à l'aide d'un mélange réfrigérant. On observa par l'expérience, pour les valeurs des termes entrant dans la formule donnée ci-dessus, la hauteur $D = 15^{mm},54$; pour la raie D, le déplacement $d = 4^{mm},08$; par suite $n = 1,350$ à 15°; avec la lumière ordinaire on trouve de même $n = 1,357$ à 13°. Comparons ce résultat avec celui d'autres observateurs : M. Ketteler donne, pour la raie D, $n = 1,3384$ à 24°, et M. Bichat [1] $n = 1,344$ à 18°,5. On peut en déduire que l'indice diminue environ de 0,001 pour un accroissement de 1° en tempé-

anglais (*Proceedings of the Roy. Soc.*, n° 233; 1884), de plusieurs expériences préliminaires, avec divers grossissements, et aussi avec l'eau et l'éther sulfurique comparés à des expériences faites avec le prisme.

[1] Bichat, *Journ. de Phys.*, t. IX, p. 279; 1880.

rature. Diminuant donc la valeur obtenue par moi de 0,003, on a $n = 1,347$ à 18°, nombre assez rapproché de celui de M. Bichat, qui l'a déterminé par une méthode plus exacte; mais on peut en conclure aussi ce que peut donner le microscope employé avec soin, but proposé.

Éthylène (C^2H^4). — Ce gaz s'obtient aisément à l'état liquide par la pompe de Cailletet, qui en donne une petite quantité, cependant suffisante pour le récipient; l'opération doit être exécutée à une température inférieure à 9°,2, température que j'ai reconnue comme le point critique de l'éthylène liquide (1).

Le tube à gaz de la pompe portait au bout supérieur le récipient destiné au liquide et au milieu, sur une pièce de raccord en métal, un robinet de construction spéciale de M. Ducretet à Paris, qui permet de séparer le tube avec le contenu liquide du reste de l'appareil à compression, et de l'avoir toujours à sa disposition pour l'observation: on est ainsi à l'abri de fuites qui se présentent si facilement dans la pompe.

L'hiver étant très modéré en 1884, je n'ai pu travailler avec l'éthylène liquide à des températures au-dessous de 5°. Il est facile de comprendre que l'influence d'une variation dans la température ambiante, même d'un seul degré, est très notable sur la réfraction, quand le liquide se trouve si près du point critique et s'annonce déjà dans la seconde décimale de l'indice; une détermination exacte est donc assez difficile; cependant je crois être certain de la valeur de $n = 1,180$ pour la lumière ordinaire et à 6°.

La pompe de Cailletet peut également servir à déterminer le poids spécifique de l'éthylène liquide (ou d'un autre gaz liquéfié) par une méthode proposée par M. Ansdell (2) et appliquée par lui à l'acide chlorhydrique liquide et à l'acétylène. Il suffit pour cela de terminer le tube à gaz de la pompe par une partie calibrée (comme une burette) et d'y mesurer le volume occupé par le gaz liquéfié dont on a calculé le poids en connaissant le volume qu'occupe le

---

(1) Déjà en 1880, mon compatriote, le professeur Van der Waals, avait conclu, par des considérations théoriques, des expériences de M. Amagat sur l'éthylène, que son point critique se trouvait à 9°,2, comme je l'ai aussi constaté.

(2) Ansdell, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXX, p. 221.

gaz dans le tube entier. J'ai observé ainsi pour l'éthylène, à 8°. 0,335, à 6° 0,361, à 3° 0,386. M. Ansdell avait observé pour l'acétylène à 0°, comme poids spécifique, 0,450, ce qui le faisait considérer comme le liquide le plus léger; il est surpassé maintenant par l'éthylène liquide.

La Table suivante contient un aperçu des résultats de mes expériences sur la réfraction de différentes substances, aussi bien à l'état liquide qu'à l'état gazeux, ainsi que les densités, et encore l'énergie réfractive calculée à l'aide de ces données expérimentales. Les indices pour l'état gazeux ont été pour la plupart empruntés au Mémoire classique de Dulong, d'autres aux recherches plus récentes et très exactes de MM. Ketteler, Lorenz et Croullebois [1] les poids spécifiques de H^3N, CO^2, SO^2N^2O à l'état liquide ont été déterminés par M. Andréef [2], celui de HCl par M. Ansdell, les autres par moi-même. Dans le Mémoire de Dulong on ne trouve pas spécialement indiquée une source de lumière; il en faut donc conclure qu'on s'est servi de la lumière du jour, et, à cause de cela, je les ai dû comparer à mes propres observations faites dans ce cas-là, pour les admettre ensemble dans le calcul.

---

(1) Lorenz, *Annales de Wiedemann*, t. XI. — Croullebois, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. XX; 1870.

(2) Andréef, *Ann. der Chemie und Pharmacie*, p. 1; 1859.

TABLEAU I.

SUBSTANCES.	LIQUIDE. Densité	LIQUIDE. Indice.	TEMPÉRATURE.	GAZ. Densité.	GAZ. Indice.	$\frac{n-1}{d}$. Liquide.	$\frac{n-1}{d}$. Gaz.	DIFFÉRENCE.	$\frac{n^2-1}{(n^2+2)d}$. Liquide.	$\frac{n^2-1}{(n^2+2)d}$. Gaz.	DIFFÉRENCE.
sulfureux SO^2.....	1,359	1,351	15,0°	2,234	1,000686	0,252	0,236	16	0,153	0,157	4
gène C^2N^2.....	0,866	1,327	18,0	1,806	1,000822	0,378	0,350	28	0,234	0,233	1
yanhydrique CNH.	0,697	1,264	19,0	0,944	1,000451	0,379	0,368	11	0,238	0,246	8
yde d'azote N^2O..	0,870	1,204	15,0	1,530	1,000503	0,235	0,255	20	0,150	0,170	20
carbonique CO^2...	0,863	1,196	15,0	1,529	1,000440	0,227	0,221	6	0,145	0,147	2
chlorhydrique HCl.	0,854	1,257	10,5	1,247	1,000449	0,300	0,277	23	0,190	0,185	5
Cl.....	1,330	1,367	14,0	2,470	1,000772	0,270	0,240	30	0,169	0,160	9
niaque H^3N.....	0,616	1,325	16,5	0,586	1,000373	0,528	0,490	38	0,327	0,327	0
ne C^2H^4.....	0,361	1,180	6,0	0,978	1,000669	0,498	0,526	28	0,321	0,350	27
gène phosph. PH^3.	0,622	1,323	18,0	0,214	1,000789	0,519	0,500	19	0,322	0,333	11
sulfhydrique H^2S.	0,910	1,390	18,5	1,191	1,000639	0,429	0,413	16	0,262	0,275	13

nes. — L'indice de SO^2 et de C^2N^2 se rapporte à la raie D, selon les observations de Ketteler.
L'indice de CO^2 se rapporte à la lumière ordinaire; il est emprunté au travail de M. Croullebois ainsi que celui de C^2H^4 et de H^2S.
L'indice de H^3N se rapporte à la raie D et est emprunté au travail de M. Lorenz.

Discussion des résultats. — Dans ces dernières années, quelques Mémoires ont été publiés, traitant par la méthode mathématique la relation entre les énergies réfractives d'une même substance dans différents états d'agrégation. Surtout les déductions théoriques du professeur Lorenz, à Copenhague, et du professeur Prytz, à l'Université de Leyde, ont introduit dans la Science l'expression dite *constante de réfraction*, formulée ainsi : $C = \frac{(n^2-1)}{(n^2+2)d}$ qui est indépendante de la dispersion et de la température et aussi de l'état solide, liquide ou gazeux de la substance, pour laquelle n désigne l'indice de réfraction et d le poids spécifique. Depuis longtemps déjà des recherches expérimentales nombreuses de MM. Gladstone et Dale, Landolt, Wüllner, et plus récemment de M. Bruhl, avaient conduit, pour l'énergie réfractive, à l'expresion empirique $C = \frac{(n-1)}{d}$ qui, quoique manquant de base théorique, remplit cependant à certain point les conditions de la for-

mule précédente et est surtout employée dans la Chimie pour calculer les équivalents de réfraction des éléments et des composés (¹).

On possède assez peu de données expérimentales pour contrôler ces deux expressions appliquées à diverses substances; en différents états les travaux de M. Lorenz et de M. Prytz fournissent en tout dix-sept corps, appartenant à la Chimie organique (à l'exception de l'eau et du sulfure de carbone); ces savants ont déterminé l'énergie réfractive à l'état liquide à 10° et à 20° et comparé celle-ci à l'état de vapeur à 100°. M. Lorenz conclut de ces recherches (faites avec précision jusqu'à la cinquième décimale) que, quoiqu'il y ait une très grande variation dans le poids spécifique quand une substance passe de l'état liquide à l'état gazeux, cependant la proportion entre la réfraction et la densité (ou mieux, le second membre des formules mentionnées ci-dessus) s'approche sensiblement d'une quantité constante, les écarts montant au plus à 5 pour 100 dans le cas de l'acétate d'éthyle, et il paraît aussi que la formule théorique répond mieux à cette condition que l'autre.

J'ai tâché de faire servir aussi mes expériences à un tel examen, quoique, leur exactitude étant beaucoup moindre, on ne puisse s'attendre à un accord parfait au même degré que celui qu'a obtenu M. Lorenz; les résultats du calcul sont consignés dans la Table, dans des colonnes spéciales indiquées par les formules. Leur inspection fait encore voir que la formule empirique, dans la plupart des cas, laisse beaucoup plus à désirer, pour représenter une quantité constante, que celle déduite de la théorie de la lumière. Le protoxyde d'azote et l'éthylène montrent cependant un écart marqué.

On pourrait, dans le cas du dernier, tâcher de l'expliquer par une plus grande inexactitude de l'observation, faite à une température très voisine du point critique. On peut s'en assurer en calculant l'équivalent de réfraction de l'éthylène (en multipliant l'énergie réfractive par le poids moléculaire) et le comparant à celui qu'on obtient par addition des équivalents de réfraction des éléments composants (²). Ainsi l'on a

Équivalence de réfraction : $C^2H^4 = 0,821 \times 28 = 8,29$.
Équiv. de réfraction : $2C$ + équiv. de réfraction $4H = 4,86 + 4,08 = 8,94$.

(¹) *Voir* l'article *Lumière*, dans le *Dictionnaire de Chimie* de Würtz.
(²) Il est évident que l'équivalent de réfraction d'un même élément ou composé

Cette concordance est d'autant plus remarquable, que les théories chimiques modernes ont fait considérer dans l'éthylène les deux atomes de carbone comme combinés par deux affinités, et dans cette supposition il faut encore augmenter la valeur de l'équivalent de réfraction du carbone d'une quantité déterminée [1] (0,52), ce qui causerait un désaccord entre l'expérience et le calcul. Il faut donc admettre que celle-ci ne justifie pas les considérations théoriques à l'égard de la constitution de la molécule de l'éthylène.

Je n'ai pas admis dans la Table les indices de réfraction de l'acide bromhydrique et de l'acide iodhydrique liquides, parce qu'on ne les connaît pas pour l'état gazeux. Cependant, ceux que j'ai déterminés ne sont pas inutiles, parce qu'on en peut déduire l'équivalent de réfraction de l'hydrogène dans ces composés, ce qui permet de vérifier une remarque de M. Gladstone relative aux différentes valeurs que prend cet équivalent dans différentes combinaisons.

TABLEAU II. — *Équivalents de réfraction des halogènes et de leurs combinaisons avec l'hydrogène.*

SUBSTANCES.	$\frac{M(n-1)}{d}$.		DIFFÉRENCE.	$\frac{M(n^2-1)}{(n^2+2)d}$.		DIFFÉRENCE.	REMARQUES.
	Observé.	Calculé.		Observé.	Calculé.		
HCl.....	10,9	10,8	0,1	6,9	6,9	0,0	M représente le poids moléculaire.
Cl.....	9,6	9,5	0,1	6,0	5,9	0,1	
HBr.....	16,2	16,3	0,1	10,0	9,7	0,3	L'équivalent de réfraction de Br a été calculé par le composé $C^2H^4Br^2$, celui de l'iode par C^4H^9I.
Br.....	15,3	15,3	0,0	8,79	8,61	0,2	
HI.....	26,3	26,2	0,1	15,5	15,2	0,3	
I.....	»	24,9		»	14,3		

peut avoir deux valeurs distinctes, puisque l'on peut les calculer avec les deux formules. C'est surtout M. Landolt qui, dans un travail considérable, récemment publié, a fait ces calculs pour les deux cas, pour un grand nombre de composés et d'éléments. Ainsi, avec la formule théorique, on a l'équivalent de réfraction de C = 2,43 et de H = 1,02; avec l'autre, on a C = 4,86 et H = 1,29; mais, en employant ceux-ci dans le même calcul, la concordance est moindre (18,94 et 14,88).

[1] Cette augmentation ressort des travaux de M. Brühl dans les *Annales de Liebig*, t. CC; 1879.

Dans les colonnes marquées *Observé,* on trouve les nombres directement calculés par les données de l'expérience [1] et dans celles portant au-dessus *Calculé* les nombres obtenus en introduisant dans la formule chimique du composé les valeurs de l'équivalent de réfraction des éléments, déterminés au moyen d'autres composés par Landolt, Brühl, etc. Il en résulte qu'en prenant les différences entre l'équivalent de réfraction du composé et l'un de ces éléments, on obtient celui de l'autre, c'est-à-dire, dans le cas présent, de l'hydrogène. Ainsi l'on a :

	$\frac{M \times (n-1)}{d}$.	$\frac{M \times (n^2-1)}{(n^2+2)d}$.
HCl — Cl.....	10,9 — 9,6 = 1,3	6,9 — 6 = 0,9
HBr — Br.....	16,2 — 15,3 = 0,9	10,0 — 8,79 = 1,21
HI — I.....	26,3 — 24,9 = 1,4	15,5 — 14,3 = 1,2
Valeur moyenne pour H.....	1,2	1,10
Valeur obtenue par d'autres composés.	1,3	1,04

On peut en conclure que la valeur de l'équivalent de réfraction s'accorde assez bien avec celle calculée par d'autres combinaisons et que la remarque de M. Gladstone, admettant pour cette valeur de H dans les hydracides une autre quantité (3,5), ne se vérifie pas dans le cas des trois acides examinés ici. C'est qu'on les avait observés en solution, et il a été déjà dit, plus d'une fois, que le dissolvant exerce une influence différente sur l'indice et sur la densité. Voilà pourquoi mes expériences avec ces corps liquides, mais non dissous, sont plus propres à faire connaître l'équivalent de réfraction de l'hydrogène combiné.

Appendice. — L'efficacité de la méthode du microscope pour déterminer l'indice ressort d'une façon particulière, dans le cas du brome, liquide très opaque, même en couches minces, et qu'on ne pourrait traiter d'une autre manière pour atteindre le but proposé. Je construisis un récipient, tout simplement en plaçant deux pièces de verre à faces parallèles, horizontalement et séparées

---

[1] Il fallait connaître, pour effectuer ce calcul, nécessairement les poids spécifiques de BrH et de IH, à l'état liquide, ce qui ne pouvait se faire avec la pompe de Cailletet, parce que le mercure était attaqué. Cependant, j'ai déterminé par une méthode spéciale les valeurs 1,63 (BrH) et 2,27 (IH) à 12°.

entre elles par une troisième pièce de verre très mince (comme on en emploie pour les préparations microscopiques). Elle était transpercée au milieu et recevait là une gouttelette de brome, qui s'étendait en lame liquide entre les deux surfaces, fermées sur le côté par un peu de mastic. Auparavant, on avait déterminé la hauteur de ce petit récipient (comme à l'ordinaire); elle mesurait $0^{mm},33$. On pouvait parfaitement distinguer avec le microscope les images d'objets, vus à travers le brome; on observa un déplacement apparent de $0^{mm},12$ et l'on en déduisit comme indice de réfraction 1,571 à la température de 13°, comme résultat moyen de plusieurs observations.

J'étendis aussi ces recherches à quelques combinaisons organométalliques, qui sont spontanément inflammables à l'air et dont l'indice n'a pas été examiné. Le récipient ordinaire fut réuni à un tube de forme convenable pour le remplir, par distillation, avec le composé liquide, préparé séparément d'après la méthode usuelle, et dont quelques gouttes étaient suffisantes.

Voici les résultats pour la raie D du spectre :

	n.	Température.
Zinc-éthyle.....	1,485	12°,5
Zinc-méthyle.....	1,474	14°
Aluminium-éthyle	1,480	6°,5
Aluminium-méthyle.....	1,432	12°

Si l'on compare ces valeurs à celles d'autres composés métalliques non inflammables, comme par exemple le tétrachlorure d'étain ($SnCl^4$), $n = 1,5225$ (pour la raie B du spectre de l'hydrogène), on peut en tirer la conclusion qu'une substance ayant un indice de réfraction très élevé n'est pas nécessairement combustible, l'opinion contraire ayant été énoncée quelquefois.

NOUVEL APPAREIL POUR LA PRÉPARATION DE L'ACIDE CARBONIQUE SOLIDE;

PAR M. L. CAILLETET.

Lorsqu'on ouvre brusquement un tube qui renferme de l'acide carbonique liquide, la diminution de pression détermine une ébullition tumultueuse et le liquide refroidi se transforme en neige qui occupe une grande partie du tube.

Un jet d'acide carbonique liquide, projeté dans l'air, s'évapore en partie en produisant de nombreux flocons neigeux, qu'on peut recueillir dans un sac en étoffe ou, comme le faisait Thilorier, dans une sorte de sphère creuse en cuivre mince, formée de deux calottes qu'il est facile de séparer, pour retirer la neige produite. Le jet d'acide liquide pénètre dans l'appareil par un tube incliné sur un des rayons et frappe contre une lame de cuivre mince. Le gaz non solidifié et l'air entraîné s'échappent par des orifices pratiqués dans l'axe des manches de l'appareil.

Malgré les perfectionnements apportés à cet appareil par d'habiles constructeurs, le rendement en acide carbonique est très faible.

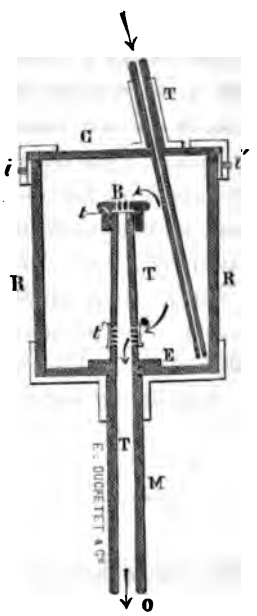
Dans mes premières recherches sur la liquéfaction des gaz, j'ai dû étudier quelles étaient les meilleures conditions de préparation de l'acide carbonique solide, qui, mélangé à l'éther ou au chlorure de méthyle, donne la plus basse température qu'on sût alors produire.

Afin d'éviter les inconvénients que présente l'appareil de Thilorier, je me suis servi d'une boîte en bois, divisée en plusieurs compartiments, par des cloisons également en bois, contre lesquelles le jet de gaz vient se briser; j'augmente ainsi le rapport entre le poids de l'acide liquide dépensé et le poids de la neige produite.

Cet appareil n'était pas d'un maniement facile; je l'ai remplacé par un autre appareil construit par M. Ducretet et qui donne d'excellents résultats. Il se compose d'un cylindre creux, fermé à sa base; un bouchon, muni d'un tube incliné, s'applique sur l'orifice au moyen d'une fermeture à baïonnette et, dans cette position la partie inférieure du tube descend à quelques millimètres du fond du cylindre. A ce fond est fixé un tube destiné à servir de

manche à l'appareil et à laisser échapper à l'extérieur l'acide carbonique non condensé.

L'appareil tout entier est construit en ébonite, corps mauvais conducteur de la chaleur. Diverses expériences ont donné comme résultats 65^{gr} de neige pour 200^{gr} d'acide liquide dépensé. On peut obtenir un rendement plus élevé encore en adaptant au récipient qui renferme l'acide liquéfié un serpentin en cuivre d'en-



viron 3^{mm} ou 4^{mm} de diamètre intérieur. L'extrémité inférieure du serpentin est formée par un robinet à pointe conique, le robinet du récipient étant largement ouvert et le serpentin refroidi dans un mélange de sel et de glace, ou mieux, dans du chlorure de méthyle : il suffit d'ouvrir le robinet à pointe, appliqué contre le tube de l'appareil en ébonite, pour obtenir en quelques instants un volume de neige carbonique suffisant pour remplir l'appareil.

Ce procédé de refroidissement, que j'applique à l'éthylène et au formène, donne d'excellents résultats et diffère essentiellement du procédé qui consiste à faire passer du gaz en partie détendu

dans un tube refroidi. Dans la disposition que j'ai adoptée, le serpentin fait partie du récipient, il suffit de le refroidir pour obtenir la condensation, absolument comme si le récipient, souvent très volumineux, qui contient le gaz comprimé était refroidi tout entier. ce qui est presque impraticable dans le cas où l'on doit se servir d'acide carbonique ou d'éthylène.

Lorsqu'on prépare la neige carbonique au moyen de l'appareil que je viens de faire connaître, on constate que de nombreuses étincelles électriques jaillissent des pièces métalliques qui entourent le bouchon. Le frottement des parcelles d'acide carbonique contre les parois d'ébonite détermine la production de l'électricité, comme les gouttelettes d'eau dans la machine d'Armstrong.

Grâce aux perfectionnements apportés par M. Deleuil à la construction de l'appareil de Thilorier, qui est actuellement à l'abri de tout danger d'explosion, et surtout au bon marché de l'acide carbonique liquide qui est préparé industriellement à l'étranger, la neige carbonique est devenue un agent de refroidissement énergique et d'un emploi avantageux. J'ai pensé être utile aux physiciens qui auront à préparer de grandes quantités d'acide carbonique neigeux, en leur faisant connaître l'appareil habilement construit par M. Ducretet.

NOTE SUR LA THÉORIE DES APPAREILS TÉLÉPHONIQUES;

PAR M. VASCHY.

Je me propose de développer dans cette Note un essai de théorie mathématique des appareils téléphoniques dans le cas où les sons émis sont continus et de hauteur constante. Si le timbre d'un son transmis n'est pas altéré sensiblement, ce qui est suffisamment vrai pour une bonne transmission ordinaire, c'est que les appareils employés n'apportent pas de timbre propre, et l'on peut supposer, par conséquent, que leurs divers organes ont un mouvement vibratoire semblable à celui de la source sonore. En particulier, si le mouvement vibratoire de la source est simple et est représenté par la formule

$$a \sin m(t - t_0),$$

$\frac{m}{2\pi}$ étant la hauteur du son, le mouvement d'un point quelconque des plaques vibrantes se réduira sensiblement à une expression semblable :

$$b \sin m(t - t_1).$$

b étant proportionnel à a.

Je vais démontrer, en partant de cette hypothèse, que le rôle des divers appareils employés consiste à faire naître dans le circuit téléphonique : 1° une force électromotrice induite, proportionnelle à l'amplitude du mouvement vibratoire de la source; 2° une augmentation apparente de résistance et de self-induction; de telle sorte que, si l'on désigne par Σe la somme des forces électromotrices primaires ou induites, par Σl et Σr la self-induction et la résistance totales du circuit, par i l'intensité du courant téléphonique, cette intensité pourra se calculer par la formule suivante

$$\Sigma e - \Sigma l \frac{di}{dt} - \Sigma r i = 0,$$

au moins dans le cas où la capacité électrostatique de la ligne sera négligeable.

En second lieu, l'intensité du courant étant calculée, il restera à calculer l'intensité correspondante du son émis par le récepteur et, s'il y a lieu, le rendement du système téléphonique.

Cas d'un téléphone Bell transmetteur ou récepteur. — Si la plaque du transmetteur est soumise aux vibrations d'une source sonore, le mouvement vibratoire des couches d'air en contact avec elle étant représenté par $f = f_0 \sin m(t - t_0)$, la plaque entre en vibration et l'un de ses points, choisi arbitrairement, éprouve un déplacement périodique δ proportionnel à f_0 (f_0 étant considéré comme un infiniment petit) et de période $\frac{2\pi}{m}$. Les autres points éprouvent des déplacements différents de δ par la phase et l'amplitude, mais tous proportionnels à f_0. La vitesse $\frac{d\delta}{dt}$ est également proportionnelle à f_0 et a pour période $\frac{2\pi}{m}$; elle est donc de la forme

$$(f) \qquad \frac{d\delta}{dt} = kf + k'\frac{df}{dt} = \sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, f_0 \sin m(t - t_1).$$

Si le déplacement δ est produit, non par le mouvement vibratoire d'une source sonore, mais par un courant périodique d'intensité $i = i_0 \sin m(t - t')$, circulant dans la bobine de l'appareil, on aura de même, pour $\frac{d\delta}{dt}$,

$$(i) \qquad \frac{d\delta}{dt} = k_1 i + k'_1 \frac{di}{dt} = \sqrt{k_1^2 + k_1'^2 m^2}\, i_0 \sin m(t - t'_1).$$

Les deux causes précédentes réunies donnent des effets qui se superposent, et $\frac{d\delta}{dt}$ est la somme des valeurs (f) et (i).

D'autre part, la force électromotrice induite dans la bobine est due à la variation de l'intensité i du courant et à celle du déplacement δ de la plaque. Elle peut donc se représenter par

$$-L\frac{di}{dt} - q\frac{d\delta}{dt},$$

L étant le coefficient de self-induction de la bobine, tel qu'on peut le mesurer lorsque la plaque reste fixe. La force électromotrice induite due aux vibrations seules de la plaque est par conséquent

$$-q\frac{d\delta}{dt} = -q\left(kf + k'\frac{df}{dt}\right) - qk_1 i - qk'_1\frac{di}{dt},$$

soit

$$\varepsilon - \rho i - \lambda\frac{di}{dt},$$

en posant

$$\varepsilon = -q\left(kf + k'\frac{df}{dt}\right) = -q\sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, f_0 \sin m(t - t_1),$$
$$\rho = qk_1,$$
$$\lambda = qk'_1.$$

Le mouvement de la plaque de l'appareil détermine donc : 1° une force électromotrice ε proportionnelle à l'amplitude des vibrations de la source sonore; 2° une augmentation apparente ρ de résistance et λ de self-induction. Ceci s'applique au cas d'un récepteur, sauf que dans ce cas on a $f_0 = 0$ et, par suite, $\varepsilon = 0$. Ainsi se trouve démontrée, pour l'appareil Bell, la proposition que j'ai émise plus haut.

Les valeurs de $\frac{\varepsilon}{f_0}$, ρ et λ sont trois coefficients qui déterminent

la valeur électrique de l'appareil. En particulier, la considération de ρ et de λ est très importante au point de vue du rendement de l'appareil. Supposons, par exemple, que la ligne ait une capacité négligeable et un très grand isolement, et, par suite, que l'intensité i soit la même dans le récepteur que dans le transmetteur. Sous l'action de la source sonore seule, en circuit ouvert, la plaque du transmetteur éprouverait un déplacement δ_1 qui sera donné par l'équation (f). Sous l'action du courant i, la plaque du récepteur aura un déplacement δ_2 qui sera donné par l'équation (i), en supposant les deux appareils identiques; et $\left(\frac{\delta_2}{\delta_1}\right)^2$ représente évidemment le rapport de l'intensité du son fourni par le récepteur à celle que ferait entendre le transmetteur en circuit ouvert si l'on pouvait éviter d'entendre directement la source sonore. Le rapport $\left(\frac{\delta_2}{\delta_1}\right)^2$ représente donc le rendement électrique du système. Or δ_1 et δ_2 sont proportionnels aux valeurs de $\frac{d\delta}{dt}$ fournies par (f) et (i). Donc

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = \frac{\sqrt{k_1^2 + k_1'^2 m^2}\, i_0}{\sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, f_0} = \frac{\sqrt{\rho^2 + \lambda^2 m^2}\, i_0}{q\sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, f_0}.$$

D'ailleurs, r et l désignant la résistance et la self-induction du circuit en dehors des augmentations apparentes ρ et λ qu'apporte chacun des deux appareils, on a

$$z = -q\sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, f_0 \sin m(t - t_1) = (r + 2\rho)i + (l + 2\lambda)\frac{di}{dt}.$$

On en tire, au signe près,

$$q\sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, f_0 = \sqrt{(r + 2\rho)^2 + (l + 2\lambda)^2 m^2}\, i_0,$$

d'où

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = \frac{\sqrt{\rho^2 + \lambda^2 m^2}}{\sqrt{(r + 2\rho)^2 + (l + 2\lambda)^2 m^2}}.$$

Le carré de ce rapport représente le rendement du système téléphonique, tel qu'il vient d'être défini. Le dénominateur

$$\sqrt{(r + 2\rho)^2 + (l + 2\lambda)^2 m^2}$$

pourrait s'appeler la résistance totale *apparente* du circuit, puisque c'est le facteur par lequel il faut diviser la force électromotrice

$q\sqrt{k^2+k'^2m^2}f_0$ pour calculer l'intensité i_0. Le numérateur $\sqrt{\rho^2+\lambda^2m^2}$ serait de même la résistance *apparente* développée par les vibrations seules de la plaque réceptrice en supposant nulles la résistance et la self-induction du reste du circuit.

La formule précédente montre qu'on augmentera le rendement en augmentant le plus possible ρ et λ. Mais, dans tous les cas, ce rendement ne peut dépasser la valeur $\frac{1}{4}$ correspondant au cas où $\sqrt{\rho^2+\lambda^2m^2}$ est infini. Il restera constant si l'on fait varier ρ et λ proportionnellement aux valeurs de r et de l. En se reportant aux expressions de ρ et de λ, on voit que, pour augmenter leurs valeurs, il faut accroître celles de q, k_1 et k'_1, c'est-à-dire s'arranger, d'une part, de manière que, pour un déplacement donné de la plaque de l'appareil, la variation (proportionnelle à q) du champ magnétique dans lequel se trouve la bobine soit le plus grande possible; d'autre part, de manière que, pour un courant ondulatoire donné i, le déplacement (proportionnel à $\sqrt{k_1^2+k_1'^2m^2}$) de la plaque réceptrice soit le plus grand possible.

Cas d'un condensateur transmetteur ou récepteur. — Supposons un condensateur de capacité C intercalé dans un circuit téléphonique et *polarisé* par une pile de force électromotrice E (système de M. Dunand, etc.). A l'état de repos, la quantité d'électricité accumulée sur le condensateur est

$$Q = CE.$$

Pendant le passage du courant ondulatoire, la quantité Q varie de $q = q_0 \sin m(t-t_0)$, et la différence de potentiel E des armatures varie de $e = e_0 \sin m(t-t_1)$. En outre, le condensateur vibrant, si δ désigne le déplacement d'un point d'une armature, tous les δ étant proportionnels, la variation de la capacité sera $C'\delta$, en désignant par C' la dérivée de C par rapport à δ. On a donc

$$Q+q=(C+C'\delta)(E+e),$$

ou, en regardant q, e, δ comme des infiniment petits,

$$\frac{q}{Q}=\frac{e}{E}+\frac{C'\delta}{C}.$$

Comme l'on a

$$i=\frac{dq}{dt},$$

il en résulte

$$q = -\frac{1}{m^2}\frac{di}{dt},$$

d'où

$$v = -\frac{1}{Cm^2}\frac{di}{dt} - \frac{C'}{C}E\delta.$$

Que l'on supprime le condensateur en établissant à sa place une chute brusque de potentiel égale à $(E + v)$, rien ne sera changé dans le régime du circuit. Donc la présence du condensateur équivaut à une force électromotrice égale à $(-v)$, en négligeant la force constante $(-E)$ qui annule celle de la pile. La valeur de v contient δ, que nous allons calculer.

Si le condensateur vibrait sous l'action seule des vibrations de la source sonore, dont l'amplitude est f_0, on trouverait, comme dans le cas du téléphone Bell, que δ est de la forme

$$\text{(F)} \qquad \delta = kf + k'\frac{df}{dt}.$$

Si, au contraire, l'appareil vibre sous l'action du courant ondulatoire seul, la force d'attraction entre les deux armatures étant proportionnelle au carré $(Q + q)^2$ de la charge, les vibrations sont dues à la variation $(2Qq + q^2)$ ou simplement $2Qq$. Donc δ est proportionnel, d'une part, à $Q = CE$, d'autre part, à q_0 ou, ce qui revient au même, à i_0, et peut s'écrire

$$\text{(I)} \qquad \delta = -CE\left(k_1 i + k'_1\frac{di}{dt}\right).$$

Si les deux actions précédentes se produisent en même temps, δ sera la somme des expressions (F) et (I) et, par suite, on aura

$$-v = \varepsilon - \rho E^2 i - \left(\lambda E^2 - \frac{1}{Cm^2}\right)\frac{di}{dt},$$

en posant

$$\varepsilon = \frac{C'}{C}E\left(kf + k'\frac{df}{dt}\right) = \frac{C'}{C}\sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\,E f_0 \sin m(t - t'),$$

$$\rho = C'k_1,$$

$$\lambda = C'k'_1.$$

La formule de $(-v)$ montre que le condensateur intercalé dans le circuit a toujours pour effet de produire une augmentation ap-

parente $\left(-\frac{1}{Cm^2}\right)$ de self-induction. En outre, les vibrations de l'appareil donnent lieu : 1° à une force électromotrice ε proportionnelle, non seulement à l'amplitude f_0 des vibrations de la source sonore, mais encore à la force E de la pile polarisante : 2° à une augmentation apparente ρE^2 de résistance et λE^2 de self-induction du circuit. Les valeurs de $\frac{\varepsilon}{Ef_0}$, ρ et λ sont trois coefficients définissant la valeur électrique de l'appareil.

Si le transmetteur et le récepteur sont des condensateurs intercalés dans un circuit unique, la force électromotrice due aux vibrations de la source sonore a pour amplitude

$$\varepsilon_0 = \frac{C'}{C}\sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, E f_0,$$

et l'intensité

$$i_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{(r + 2\rho E^2)^2 + (l + 2\lambda E^2)^2 m^2}},$$

r et l désignant la résistance et la self-induction du circuit en dehors de celles que font naître les vibrations des deux appareils. Enfin, l'amplitude δ_2 des vibrations du récepteur sera, d'après l'équation (I)

$$\delta_2 = CE\sqrt{k_1^2 + k_1'^2 m^2}\, i_0.$$

$$\delta_2 = C'\sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, E^2 f_0 \frac{\sqrt{k_1^2 + k_1'^2 m^2}}{\sqrt{(r + 2\rho E^2)^2 + (l + 2\lambda E^2)^2 m^2}};$$

d'où

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = \frac{\sqrt{(\rho E^2)^2 + (\lambda E^2)^2 m^2}}{\sqrt{(r + 2\rho E^2)^2 + (l + 2\lambda E^2)^2 m^2}},$$

en posant

$$\delta_1 = \sqrt{k^2 + k'^2 m^2}\, f_0.$$

Comme δ_1 est l'amplitude des vibrations du condensateur en circuit ouvert et sous l'action seule de la source sonore, de même que dans le cas du téléphone Bell, $\left(\frac{\delta_2}{\delta_1}\right)^2$ représente en quelque sorte le rendement électrique du système. Son expression est la même que dans le cas de l'appareil Bell, sauf que ρ et λ sont remplacés par ρE^2 et λE^2. Pour accroître le rendement, qui dans tous les cas ne peut dépasser $\frac{1}{4}$, on a intérêt à augmenter la force électromo-

trice polarisante E et les valeurs de ρ et de λ, dont la signification est évidente.

Si le condensateur n'était employé que comme transmetteur, on obtiendrait la meilleure transmission en rendant maximum l'intensité du courant ondulatoire. On trouve dans ce cas, par un calcul simple, que la force électromotrice E ne doit pas être augmentée indéfiniment, mais que sa valeur la plus favorable est

$$E = \sqrt[4]{\frac{r^2 + l^2 m^2}{\rho^2 + \lambda^2 m^2}}$$

et correspond au cas où la résistance apparente $\sqrt{(\rho E^2)^2 + (\lambda E^2)^2 m^2}$, due aux vibrations de l'appareil, est égale à la résistance apparente extérieure $\sqrt{r^2 + l^2 m^2}$. Ce maximum à donner à E convient également au cas où le condensateur ne sert que de récepteur.

Enfin remarquons que, avec les condensateurs de même qu'avec les appareils Bell, aucune énergie n'est empruntée à la pile polarisante, quoique celle-ci ait pour effet d'augmenter le rendement; car, pendant une période $\left(\frac{2\pi}{m}\right)$, elle est traversée par des quantités d'électricité égales et de signes contraires.

Cas d'une bobine d'induction. — Soient r et l la résistance et la self-induction d'un circuit primaire, ($e = e_0 \sin mt$) la force électromotrice développée dans ce circuit et i l'intensité du courant primaire; I l'intensité du courant secondaire et M le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits.

La force électromotrice induite dans le circuit secondaire est $M\frac{di}{dt}$. D'autre part, le courant I induit dans le circuit primaire une force électromotrice $M\frac{dI}{dt}$, de telle sorte que l'on a

$$e - ri - l\frac{di}{dt} + M\frac{dI}{dt} = 0.$$

En différentiant cette équation et remplaçant $\frac{d^2 i}{dt^2}$ par $(-m^2 i)$ et $\frac{d^2 I}{dt^2}$ par $(-m^2 I)$, on a

$$\frac{de}{dt} - r\frac{di}{dt} + lm^2 i - Mm^2 I = 0.$$

De ces deux relations on tire

$$(r^2 + l^2 m^2)\frac{di}{dt} = \left(r\frac{de}{dt} + lm^2 e\right) - \mathrm{M}m^2\left(r\mathrm{I} - l\frac{d\mathrm{I}}{dt}\right),$$

et, par suite, la force électromotrice induite dans le circuit secondaire est

$$\mathrm{M}\frac{di}{dt} = \varepsilon - \rho\mathrm{I} + \lambda\frac{d\mathrm{I}}{dt},$$

en posant

$$\varepsilon = \frac{\mathrm{M}r}{r^2 + l^2 m^2}\frac{de}{dt} + \frac{\mathrm{M}lm^2}{r^2 + l^2 m^2}e = \frac{\mathrm{M}m}{\sqrt{r^2 + l^2 m^2}}e_0 \sin m(t - t_0),$$

$$\rho = r\frac{\mathrm{M}^2 m^2}{r^2 + l^2 m^2},$$

$$\lambda = l\frac{\mathrm{M}^2 m^2}{r^2 + l^2 m^2}.$$

Tout se passe donc comme si, le circuit primaire étant supprimé, on introduisait dans le circuit secondaire une force électromotrice égale au produit de e par le facteur $\frac{\mathrm{M}m}{\sqrt{r^2 + l^2 m^2}} = k$, et qu'en même temps on ajoutât une résistance égale à $(+k^2 r)$ et une self-induction $(-k^2 l)$. On trouve ainsi une grande analogie avec le cas du téléphone Bell et du condensateur transmetteur. Ici les quantités k, r et l sont susceptibles de mesures assez simples.

SUR LA DÉFINITION DES GAZ PARFAITS ET LES PROPRIÉTÉS QUI EN RÉSULTENT;

PAR M. G. MESLIN.

On a coutume de définir les gaz parfaits par la relation

$$\frac{pv}{1 + \alpha t} = \text{const.},$$

dans laquelle $\alpha = \frac{1}{273}$.

Cette définition est vicieuse, car la quantité t se définit elle-même à l'aide des gaz parfaits.

D'un autre côté, quand on traite divers problèmes relatifs aux gaz parfaits, on utilise un certain nombre de propriétés, par

exemple que le travail intérieur est nul, que $C - c = \text{const.}$, etc.

Je me propose, en donnant une définition rationnelle des gaz parfaits, d'établir les conséquences qui en résultent relativement à leurs propriétés physiques, d'après les principes de la Thermodynamique.

Définition. — *Un gaz parfait est un gaz qui, à toute température, suit la loi de Mariotte et pour lequel on a* $\frac{\partial c}{\partial v} = 0$, *c'est-à-dire pour lequel le travail intérieur de la dilatation est nul.*

Cette définition ne suppose pas qu'on ait défini les températures. Nous admettrons d'abord qu'on les évalue avec un thermomètre quelconque.

I. Puisqu'un gaz parfait suit la loi de Mariotte à toute température, j'ai la suite des égalités

$$\frac{pv}{f(t)} = \text{const.} = \frac{p_0 v_0}{f(0)},$$

$$pv = p_0 v_0 \frac{f(t)}{f(0)} = p_0 v_0 \left[1 + \frac{f(t) - f(0)}{f(0)}\right] = p_0 v_0 [1 + \varphi(t)].$$

Je me sers alors d'un tel gaz parfait pour définir les températures par l'égalité

$$pv = p_0 v_0 (1 + \alpha t),$$

α étant un nombre choisi de façon à attribuer à une température particulière une valeur fixée d'avance.

Cherchons alors les relations qui existent entre ces températures et les températures absolues, définies par le principe de Carnot. La relation générale établie par M. Lippmann [1] est la suivante

$$\frac{T_1}{T_2} = e^{\frac{1}{E}\int_{t_1}^{t_2} \frac{\frac{dp}{dt}\,dt}{l}};$$

en l'appliquant ici, on a

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\alpha p_0 v_0}{v}, \quad l = \frac{p}{E}\ [2].$$

---

[1] *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 277.

[2] Cette dernière propriété peut être établie en supposant seulement $\frac{\partial c}{\partial v} = 0$.

On a donc, en substituant et simplifiant,

$$\frac{T_1}{T_2} = e^{\int_{t_1}^{t_2} \frac{\alpha\, dt}{1+\alpha t}} = e^{\log \frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha t_2}} = \frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha t_2}.$$

Telle est la relation cherchée.

Supposons maintenant qu'avec des températures ainsi définies on ait étudié la dilatation d'un deuxième gaz parfait et qu'on ait trouvé

$$pv = p'_0 v'_0 [1 + \varphi(t)].$$

En répétant le raisonnement qui précède, mais en remplaçant αt par $\varphi(t)$, on aura la relation

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1+\varphi(t_1)}{1+\varphi(t_2)} = \frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha t_2},$$

quels que soient t_1 et t_2, ce qui ne peut avoir lieu que si l'on a

$$\varphi(t) = \alpha t.$$

On a donc, pour tous les gaz parfaits,

$$vp = v_0 p_0 (1 + \alpha t),$$

où α est la même constante et où t est défini à l'aide de la même égalité appliquée à un gaz parfait quelconque.

α est la $\frac{1}{100}$ partie de la dilatation d'un gaz parfait entre les températures dénommées 0 et 100. Pour déterminer α, on a eu recours aux gaz réels qui suivent sensiblement la loi de Mariotte à toute température et pour lesquels $\frac{\partial c}{\partial v} = 0$, et l'on a trouvé $\alpha = \frac{1}{273}$; on a admis le même nombre pour les gaz parfaits : ce choix n'a donc rien de définitif.

II. On démontre sans nouvelle hypothèse qu'on a, en désignant par E l'équivalent mécanique de la chaleur,

$$E = \frac{p_0 v_0 \alpha}{C - c}.$$

Prenons v et t comme variables indépendantes et appliquons cette relation à un même gaz : 1° à différentes températures, 2° sous

des volumes différents ; on doit avoir

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \frac{\partial c}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial v} - \frac{\partial c}{\partial v} = 0.$$

Mais on a

$$\frac{\partial c}{\partial v} = 0,$$

d'où

$$\frac{\partial C}{\partial v} = 0$$

et, par suite,

$$C = f(t), \quad c = \varphi(t),$$

et, comme $\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial C}{\partial t}$, on doit avoir

$$C = \varphi(t) + B, \quad c = \varphi(t).$$

On aura la valeur de la constante B, en substituant dans la valeur de E,

$$B = \frac{p_0 v_0 \alpha}{E}.$$

Si l'on considère différents gaz parfaits sous la même pression, v_0 représentera le volume spécifique ; on voit que B variera d'un gaz à l'autre, en raison inverse de la densité.

En partant de notre définition, nous arriverons donc aux conclusions suivantes :

1° Les gaz parfaits ont tous même coefficient de dilatation ;

2° Les quantités C et c sont des fonctions de la température, et ces fonctions sont de la forme

$$C = \varphi(t) + B, \quad c = \varphi(t),$$

B étant un nombre particulier pour chaque gaz et φ une fonction qui peut être différente d'un gaz à un autre.

III. Pour continuer notre étude, particularisons notre définition et étudions parmi les gaz parfaits ceux qui ont les mêmes propriétés que les gaz réels limites (ce qui est un cas particulier des gaz parfaits). Pour les distinguer, nous les appellerons *gaz limites*.

Les expériences de Cazin nous apprennent que, si pour ces gaz nous formons $\frac{C}{c}$ à une même température, on obtient un nombre constant ; mais on ne sait pas encore si cette constante est une

constante absolue, ou une fonction de la température. On a

$$\frac{C}{c} = 1 + \frac{B}{\varphi(t)}$$

pour un premier gaz ;

$$\frac{C}{c} = 1 + \frac{B_1}{\varphi_1(t)}$$

pour un autre gaz. On a donc

$$\frac{B}{\varphi(t)} = \frac{B_1}{\varphi_1(t)} = \ldots = \frac{1}{\psi(t)};$$

en tenant compte de ces égalités, on a

$$C = B\psi(t) + B. \quad c = B\psi(t),$$

B étant différent pour les différents gaz limites, mais $\psi(t)$ étant la même fonction pour tous. La détermination de $\frac{C}{c}$ à différentes températures pourrait nous apprendre si cette fonction $\psi(t)$ se réduit à une constante.

Les formules qui précèdent nous permettent de voir que pour ces gaz limites la loi de Dulong et Petit est une conséquence de nos hypothèses.

On a, en effet, en désignant par d le poids spécifique absolu sous la pression 1,

$$E = \frac{p_0 v_0 \alpha}{C - c} = \frac{\alpha}{d(C - c)};$$

or $\frac{c}{C} = \frac{\psi(t)}{1 + \psi(t)}$, donc

$$E = \frac{\alpha}{Cd\left[1 - \frac{\psi(t)}{1 + \psi(t)}\right]}, \quad \text{d'où} \quad Cd = \text{const.} \times [1 + \psi(t)],$$

égalité qui prouve qu'à une même température Cd est constant pour ces gaz limites.

De plus, si $\psi(t)$ est une constante, Cd sera une constante indépendante de la température.

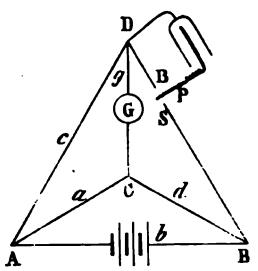
Les calculs précédents nous montrent en même temps pourquoi la loi de Dulong se vérifie *sensiblement* pour les gaz réels ; cela tient à ce que les conditions énoncées sont *sensiblement* vérifiées.

R.-T. GLAZEBROOK. — On a method of measuring the electrical capacity of a condenser, etc. (Mesure de la capacité électrique des condensateurs); *Phil. Mag.*, t. XVIII, p. 98; 1884.

L'auteur a modifié la méthode donnée par Maxwell et employée récemment par M. J.-J. Thomson.

Sur l'une des branches d'un pont de Wheatstone ABCD (*fig.* 1) on a placé un galvanomètre G. Les points B et D sont reliés à deux bornes R et S entre lesquelles oscille une tige P en commu-

Fig. 1.



nication avec l'une des armatures du condensateur. L'autre armature est reliée au point D. Quand P touche la borne S, la batterie se charge et un certain courant traverse momentanément le galvanomètre; quand P vient en R, la batterie se décharge, et si les résistances a, b, c, d, g sont convenablement réglées, le galvanomètre est traversé par un courant de sens contraire au précédent, qui maintient son aiguille au zéro.

Si l'on désigne par C la capacité du condensateur et par n le nombre d'oscillations par seconde de la tige P, on a alors la relation suivante :

$$nC = \frac{a\left[1 - \frac{a^2}{(a-c+g)(a+b+d)}\right]}{cd\left[1 + \frac{ab}{c(a+b-d)}\right]\left[1 + \frac{ag}{d(a+c+g)}\right]}.$$

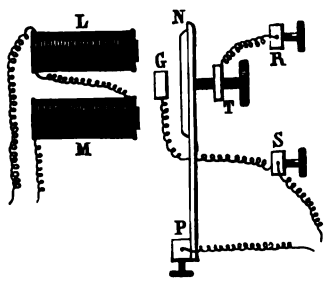
Le courant de quelques éléments de Grove traverse la lame vibrante PN qui sert d'interrupteur, puis les bobines d'un électroaimant LM (*fig.* 2). En G est un arrêt que vient toucher la pièce

de fer doux N lorsqu'elle est attirée par l'électro-aimant. Les lettres R, P, S ont la même signification que dans la *fig.* 1.

Le nombre n des interruptions par seconde est donné par la hauteur du son que produit la lame vibrante. Les points où ont lieu les contacts sont platinés et tout l'appareil est fixé sur une table d'ébonite.

Cette méthode a l'avantage de ne rien supposer relativement à la constance de la pile et de permettre l'emploi d'un galvanomètre très sensible. Le contact de P avec R et S est de courte durée. On

Fig. 2.



pourrait craindre que le condensateur n'ait eu le temps ni de se charger ni de se décharger à chaque vibration du commutateur. Or la durée de la charge est celle du contact du ressort PN avec G; elle dépend donc de la distance de la pointe de la vis T à la borne G et de l'intensité du courant qui traverse l'électro-aimant. L'auteur a vérifié que l'on peut faire varier ces deux quantités sans modifier aucunement les résultats. Il changea ensuite la longueur de la lame vibrante, de manière à obtenir sensiblement 16, 32, 64 et 128 oscillations par seconde et obtint des résultats très concordants, l'écart maximum étant de $\frac{1}{660}$ de la valeur mesurée.

Dans ces expériences, les résistances ci-dessus avaient les valeurs suivantes :

$a = 10$ unités BA,
$d = 1000$,
$g = 11000$ environ,
$b = 5$ à 6,
c variant de 1800 à 240.

Il en résulte que la formule ci-dessus peut s'écrire

$$nC = \frac{a}{cd\left[1 - \frac{a}{d\left(1 + \frac{c}{g}\right)}\right]}.$$

A. LEDUC.

C.-R. ALDER WRIGHT et C. THOMPSON. — On the determination of chimical affinity in terms of electromotrice force (Variation de la force électromotrice des piles à deux liquides); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XVII, p. 282; 1884.

Au cours de leur travail, MM. Wright et Thompson ont étudié la variation que subit la force électromotrice de divers éléments de pile analogues à celui de Daniell, lorsqu'on fait varier la concentration des liquides où plongent les électrodes. Tantôt ils opèrent par la méthode d'opposition, tantôt ils construisent une sorte d'élément de pile à deux liquides (*diffusion-cell*) au moyen de deux dissolutions inégalement concentrées d'un même sel, séparées par une cloison poreuse et dans lesquelles plongent deux électrodes identiques du métal entrant dans la dissolution (métal fondu et poli, déposé par la pile ou amalgamé).

Voici leurs conclusions :

1° La force électromotrice d'un élément s'élève lorsqu'on augmente la concentration du liquide entourant le pôle positif; elle diminue, au contraire, si l'on concentre davantage le liquide entourant le pôle négatif. De ce chef, la force électromotrice d'un élément de Daniell peut varier de 6 centivolts (5 pour 100 de sa valeur). Dans un élément contenant les chlorures de zinc et de cadmium, la variation peut s'élever à 30 centivolts.

2° L'effet définitif produit par une suite de changements dans la concentration des liquides est égal à la somme algébrique des effets produits par chacun d'eux.

3° L'effet produit par une certaine altération de l'une des dissolutions est indépendant de la nature et de la concentration de l'autre ainsi que du métal qui y plonge; mais il dépend sensiblement de la nature du métal plongé dans la première. Pour le cuivre,

le zinc et le cadmium, la variation de la force électromotrice est la plus faible avec les électrodes obtenues par fusion et polies; elle est la plus grande avec des électrodes recouvertes d'amalgame liquide.

4° La force électromotrice d'un élément de Daniell dont le zinc est amalgamé est indépendante de la concentration des dissolutions, pourvu qu'elles aient la même force moléculaire.

A. Leduc.

W. HANKEL. — Ueber die bei einigen Gasentwickelungen auftretenden Electricitäten (Sur l'électricité développée dans certains dégagements gazeux); *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 387; 1884.

I. L'auteur se sert d'un appareil à gouttes pour observer le développement d'électricité qui accompagne certaines réactions où des gaz se dégagent. Imaginons un entonnoir de verre isolé dont le bout est effilé de manière que l'eau qu'on y verse s'écoule très lentement (quatre à huit gouttes par seconde) dans une capsule de platine. Si l'on plonge dans l'eau de l'entonnoir un métal mis en communication avec la terre, au moyen d'un fil de cuivre, l'eau et par suite les gouttes qui se forment au bout de l'entonnoir acquièrent une tension électrique dont le signe dépend de la nature du métal immergé : la tension de l'eau sera négative si le métal est du platine ou du cuivre (la tension, dans ce cas, est plus faible qu'avec le platine), elle est positive si le métal est du zinc. L'auteur mesure ces tensions à l'aide de son électromètre par la même méthode dont il s'est servi dans l'étude des forces électromotrices de contact.

Si l'on met la capsule de platine en communication avec l'électromètre après l'avoir isolée, on constate que les gouttes lui communiquent une charge correspondant à celle de l'entonnoir (négative dans le cas du platine et du cuivre, et positive dans le cas du zinc). Cette charge croît avec le nombre des gouttes.

Dans le cas du platine, l'eau de l'entonnoir prend une charge négative. Cette charge diminue à mesure que le nombre des gouttes qui s'échappent augmente. La valeur absolue de la tension en différents points du conducteur varie en même temps, mais

les différences de tension entre ses parties restent invariables. Si l'eau était complètement déchargée par les gouttes, la feuille d'or accuserait un accroissement de charge positive équivalent à toute la valeur de la charge négative perdue par l'eau.

On peut modifier la disposition de cet appareil de manière à l'utiliser dans l'étude des phénomènes électriques qui accompagnent les dégagements du gaz. Au lieu de plonger un fil dans l'eau de l'entonnoir, on dispose au-dessous de l'entonnoir une lame de métal isolée et inclinée à 45°, de manière que les gouttes qui s'échappent de l'entonnoir tombent tout près de l'extrémité supérieure de la lame, et descendent sur toute sa longueur pour venir se ramasser en grosses gouttes sur le bord de l'extrémité inférieure, d'où elles tombent dans la capsule de platine. La lame et la capsule offrent les mêmes phénomènes électriques que dans le cas où la lame plonge dans l'eau contenue dans l'entonnoir.

II. *Phénomènes électriques qui accompagnent le dégagement d'hydrogène dans l'action de l'acide sulfurique sur le zinc.* — La lame de métal inclinée est une lame de zinc le long de laquelle descendent des gouttes d'acide tombant de l'entonnoir. Les gouttes se ramassent au bord inférieur de la lame et se jettent dans une capsule de platine. A l'aide d'un commutateur, on peut mettre en communication avec l'électromètre la lame pendant que la capsule communique avec la terre ou inversement. L'auteur cite une série de causes pouvant influer sur le dégagement de l'une ou l'autre électricité, ou pouvant faire augmenter ou diminuer la tension.

a. Attaque de la lame. — Si l'acide est trop faible, on remarque les mêmes phénomènes qu'avec de l'eau. Si, au contraire, l'acide attaque fortement le zinc, l'hydrogène qui s'en dégage emporte de l'électricité positive, laissant le zinc et l'acide à l'état négatif.

D'après l'auteur, l'acide au contact du zinc étant négatif, à peu près comme l'eau (fait qui résulte des expériences antérieures de M. Hankel), l'hydrogène qui se dégage au contact du métal s'empare de son électricité positive et emporte sa charge à travers la couche d'acide, les gaz cédant très difficilement leurs charges aux liquides et solides.

Une quantité équivalente négative devient libre et se répand à la surface du conducteur.

b. Formation d'une pile. — Les points attaqués par l'acide se couvrent petit à petit d'une couche noirâtre de charbon (et d'autres impuretés métalliques). Il se forme ainsi une pile, et l'hydrogène se dégage maintenant sur le charbon qui est négatif : il emporte de l'électricité négative, laissant le zinc et tout le conducteur à l'état positif.

c. Chute des gouttes au bord inférieur pendant la réaction. — Le gaz supprime le contact entre le zinc et l'acide; dans la couche liquide, ainsi éloignée, de l'électricité négative devient libre et est emportée par les gouttes. Les bulles gazeuses, formées sur le bord inférieur du métal, se détachent difficilement et cèdent au zinc une partie de leur charge positive. Si la charge négative emportée par les gouttes est plus grande que la charge positive enlevée par le gaz, le zinc se charge positivement.

d. L'écume qui se forme sur la surface latérale du zinc peut aussi modifier l'état électrique du zinc ou de l'acide, car, le gaz se trouvant dans l'écume en contact prolongé avec le liquide, le liquide peut lui céder une partie de sa charge positive. Si l'écume se forme sur le bord inférieur du zinc, les gouttes, au lieu de se détacher du métal, se détachent de l'écume; l'électricité négative qu'elles contiennent par suite de la décomposition peut se recombiner en partie avec l'électricité positive du zinc et les gouttes ne gardent qu'une faible charge négative.

e. La formation de sulfate ou de chlorure de zinc, modifiant la concentration du liquide, peut altérer la charge des gouttes, car les bulles se déplacent plus difficilement dans le liquide et, forcées d'y rester plus longtemps, lui cèdent une partie de leur charge. Ces différentes causes, pouvant produire des variations de l'état électrique indiquées, l'auteur décrit les phénomènes électriques qu'on observe dans la capsule et sur le zinc.

1° *État électrique des gouttes tombant dans la capsule.* — Le zinc étant en communication avec la terre, les gouttes prennent une faible charge positive tant que le bord inférieur du zinc n'est pas attaqué par l'acide, mais cette charge devient négative quand ce bord est attaqué. Si l'on empêche l'attaque, soit en amalgamant ce bord, soit en y fixant une lame de platine, la charge

des gouttes correspond à la tension produite par la communication établie avec la terre. La formation au bord inférieur de la couche noirâtre fait diminuer la charge négative des gouttes.

2° *État électrique du zinc.* — Tant que le métal n'est pas attaqué, il accuse une faible charge négative (correspondant à la charge positive des gouttes); celle-ci augmente dès que l'attaque commence et suivant que la force de l'acide acquiert son maximum après un temps plus ou moins long. Deux causes tendent à charger le zinc positivement et empêchent ainsi l'accroissement de sa charge négative : la formation du dépôt noirâtre faisant pile et la chute des gouttes du bord inférieur du métal accompagnée d'une réaction chimique; de sorte que la charge négative devient de plus en plus faible et finit par devenir positive si l'acide est suffisamment fort. Une réaction vive peut enlever en certains endroits la couche noirâtre et le zinc peut ainsi redevenir négatif.

Qu'on arrose avec de l'acide sulfurique un morceau de zinc bien propre, mis sur un verre de montre au fond d'une capsule de platine, on constate que la capsule prend une faible charge positive, car les bulles de gaz sortant d'un liquide négatif emportent de l'électricité négative. Les bulles qui se forment à la surface du zinc étant attachées au zinc cèdent leur charge positive au milieu ambiant, et ce n'est que lorsque la réaction est très vive que la capsule peut devenir négative. Avec l'apparition du dépôt noir l'hydrogène emporte de l'électricité négative et rend la capsule encore plus positive.

On observe des phénomènes analogues lorsqu'on remplace l'acide sulfurique par l'acide chlorhydrique ou l'acide azotique.

On peut encore observer des phénomènes analogues en remplaçant le zinc par une lame ou de la limaille de fer.

On dispose à la place de la lame métallique un morceau de craie allongé, fixé dans une pince de laiton isolée. A l'aide du fil de platine, fixé dans la craie à l'endroit où tombent les gouttes (venant de l'entonnoir), on peut mettre la craie en communication soit avec l'électromètre, soit avec la terre. L'électromètre accuse une charge négative de la craie et de l'acide. Cette charge croît avec la concentration de l'acide. La capsule de platine se charge aussi négativement, mais sa charge, qui croît avec la concentration

de l'acide, peut diminuer s'il se forme de l'écume au bord inférieur de la craie. Si l'on arrose avec de l'acide chlorhydrique des morceaux de craie mis dans la capsule, cette dernière acquiert une charge négative qui croît avec la concentration de l'acide, mais qui décroît avec la formation de l'écume. Mêmes phénomènes avec du marbre.

D'après l'auteur, par suite de la réaction qui a lieu sur la surface de la craie, l'acide carbonique se charge positivement, tandis que l'acide qui mouille la craie prend une charge négative qui se répand sur toute la surface de la craie et se communique à l'électromètre. La formation de l'écume peut changer le sens de la charge du marbre; les bulles gazeuses restant en contact avec le marbre et le liquide leur cèdent une partie de leur charge positive. Si l'on empêche la formation de l'écume au bord inférieur, on évite le changement de polarité du marbre.

Quand on arrose, dans une capsule de platine, un morceau de marbre avec de l'acide chlorhydrique, la capsule commence par prendre une charge négative qui est d'autant plus grande que l'acide est plus concentré; mais la charge s'affaiblit et devient plus tard positive quand la force de l'acide a diminué. On peut éviter la période négative initiale en ajoutant à l'acide une dissolution de chlorure de calcium, de la glycérine ou du sucre. La charge négative n'apparaît pas et la charge positive est même plus grande qu'avec l'eau acidulée.

Cela tient, d'après l'auteur, à ce que l'addition de ces liquides diminue la mobilité des particules liquides, et les bulles gazeuses, gênées dans leur mouvement, cèdent leur électricité positive au liquide et lui enlèvent de l'électricité négative.

KROUCHKOLL.

P. KRAMER. — Descartes et la loi de réfraction de la lumière; *Zeitschrift für Mathematik und Physik;* 1882 (1).

Cette loi est formulée dans la *Dioptrique* parue en 1637; elle ne donna lieu à aucune contestation du vivant de Descartes. C'est en

(1) D'après le *Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques*..

1663, douze ans après sa mort, que Isaac Voss l'accusa d'avoir puisé sa découverte dans les écrits de Snell. Willibrod Snell avait été professeur à Leyde; il était mort en 1626, laissant un Ouvrage inachevé et aujourd'hui perdu. Mais tous ceux qui l'ont vu, entre autres Huygens, déclarent qu'il contenait la loi de réfraction sous une forme différente de celle de Descartes. Ce dernier avait considéré les sinus comme nous le faisons aujourd'hui, Snell se servait des cosécantes. Mais cette différence n'arrête pas les adversaires de Descartes. La découverte de Snell, nous disent-ils, a été répandue par ses élèves et Descartes en aurait eu connaissance. C'était aussi l'opinion de Leibnitz. Appuyée par de telles autorités, cette hypothèse devient bientôt un fait certain dans la bouche de Priestley, Wilde, Fischer, Poggendorff. Delambre, après quelques hésitations, se déclare contre Descartes : pour Montucla la chose reste indécise.

Voici les cinq points sur lesquels repose l'accusation :

1° Descartes a vécu plus de vingt ans en Hollande et a compté beaucoup d'amis parmi les savants de ce pays (Voss, Poggendorff).

2° La découverte de Snell a été enseignée dans des cours privés et publics par Hortensius (Voss).

3° Descartes ne cite presque jamais ses sources (Leibnitz, Poggendorff).

4° Il ne cite aucune expérience qui aurait pu lui faire découvrir sa loi (Poggendorff).

5° Il s'est embrouillé, en voulant donner la preuve de la loi de la réfraction (Leibnitz).

La question du séjour de Descartes en Hollande est de la plus haute importance. Il y a été trois fois : de 1617 à 1619 à Bréda, avec l'armée du prince Maurice d'Orange; en 1621-1622 à la Haye, et enfin en 1629. Ce dernier séjour a duré vingt ans, jusqu'à son passage en Suède (1649). C'est probablement de ce séjour que parlent Voss, Leibnitz et Poggendorff. Mais ceci n'a rien à faire dans le litige. L'auteur prouve, sans réplique, que Descartes était déjà en possession de sa découverte en 1629.

La loi de la réfraction avait en effet pour lui une valeur non seulement théorique, mais aussi pratique. Elle lui était indispen-

sable pour construire les courbes anaclastiques (celles des lentilles qui rassemblent tous les rayons en un point). Ces courbes vainement cherchées par Kepler, il les trouva dans l'hyperbole et l'ellipse, en s'aidant de cette supposition que les vitesses de la lumière dans l'un et dans l'autre milieu devaient avoir entre elles un certain rapport. Il fallait connaître ce rapport pour déterminer celui du grand axe à l'excentricité de la courbe; donc, pour construire ses lentilles, Descartes devait savoir mesurer l'indice de réfraction du verre. Or il n'y a aucun doute qu'il ait construit une lentille de ce genre en 1628, avec l'aide du mécanicien Ferrier. Ce dernier, fort habile homme, mais évidemment faible en théorie, fort embarrassé quand Descartes, en 1629, se rendit en Hollande, eut à lui demander des éclaircissements. Descartes les lui fournit, en lui expliquant, entre autres choses, une méthode pour déterminer l'indice de réfraction. La tournure de sa lettre suffirait à prouver qu'il ne s'agit là nullement d'une chose qu'il a apprise en Hollande, mais bien d'une application de principes possédés depuis longtemps. L'auteur croit que l'année 1627 peut être regardée comme la date la plus rapprochée de nous de la découverte de Descartes; à en juger par une lettre à Beckmann, cette date pourrait être reculée jusqu'en 1617-1619. Pour Snell, il existe bien une assertion du P. Reis, qui assigne à sa découverte la date de 1620. Mais c'est chose impossible à prouver. Il est extrêmement probable qu'il n'a guère trouvé sa loi qu'en 1627 ou 1628.

Ces observations répondent en même temps au second chef d'accusation. Lors du second séjour de Descartes en Hollande, Hortensius (qui d'ailleurs n'a jamais été élève de Snell) n'avait que seize ou dix-sept ans. Il ne devint professeur, à Amsterdam, qu'en 1634. Or, à cette date, Descartes était déjà depuis longtemps en possession de sa loi.

La troisième assertion des adversaires de Descartes vise son caractère. L'auteur reprend une à une les allégations les plus graves qu'on a lancées contre lui. Il n'en trouve aucune qui soit vraiment fondée. Descartes aimait profondément la vérité et était entièrement incapable d'une bassesse. Sa conduite dans l'affaire de Beckmann est un témoignage des principes qui le guidaient en pareille occasion.

L'absence d'une expérience ne prouve rien non plus. Snell était

parvenu à sa loi par l'induction; mais Descartes avait procédé tout à fait différemment. Il avait commencé par étudier les propriétés des sections coniques; il avait vu que l'ellipse et l'hyperbole rassemblent dans leur foyer tous les rayons parallèles à leur axe. Il avait remarqué que ce fait devait encore avoir lieu si les vitesses de la lumière dans les deux milieux, tout en étant différentes, avaient entre elles un certain rapport. De cette idée à la vérification il n'y avait qu'un pas. Et quelle pouvait être cette vérification? Évidemment la construction d'une lentille elliptique ou hyperbolique. L'essai réussit; la lentille rassemblait en effet tous les rayons. Il n'avait pas dû faire, comme Snell, d'innombrables observations.

Enfin est-il possible de supposer, comme l'a fait Huygens, que Descartes avait vu le manuscrit de Snell. Il donne une preuve beaucoup plus compliquée que celle du savant hollandais. D'ailleurs, en l'examinant de près, l'auteur ne trouve pas que cette preuve soit si embrouillée qu'on l'a prétendu. Leibnitz n'a pas tenu suffisamment compte des nombreuses découvertes qu'on avait faites depuis Descartes, surtout sur la décomposition des forces.

A. GENOCCHI. — Sur quelques écrits touchant les déviations du pendule et l'expérience de Foucault; *Bullettino di Bibliografia, ecc., pubbl. da B. Boncompagni*, t. XV, p. 631; 1882 (¹).

En 1669, le marquis Giovanni Poleni, en parlant d'un Mémoire de Huygens, ajoute que, vu le mouvement diurne de la Terre, le pendule ne pourrait pas rester pendant deux oscillations consécutives dans le même plan. En 1782, Poinsinet de Sivry, dans sa traduction de Pline, fait observer que l'on pourrait employer le pendule au lieu d'une boussole; « le vaisseau, en tournant sur lui-même, ne dérangerait pas pour cela cette déviation une fois donnée au pendule ». Après quelques aperçus sur les idées de Galilée et Huygens, l'auteur passe aux explications données à l'expérience de Foucault. Il nous fait remarquer qu'en 1837

(¹) D'après le *Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques*.

Poisson, tout en admettant l'influence déviatrice du mouvement diurne de la Terre sur un projectile, nie la possibilité d'une déviation quelconque du pendule; pour soutenir son opinion, il cherche à prouver mathématiquement que la composante perpendiculaire au plan oscillatoire serait trop petite pour écarter sensiblement le pendule de son plan et avoir aucune influence appréciable sur son mouvement. Cette opinion de Poisson est réfutée en 1851 par Binet et par Plana. Dans la même année encore, Mossotti et Chelini s'occupent des formules relatives à l'expérience de Foucault; Schaar combat l'opinion que le phénomène puisse s'expliquer à l'aide de la Géométrie pure, sans l'intervention de la Dynamique. Parmi les travaux plus récents, mentionnons ceux publiés par Poncelet en 1860, qui établit que le phénomène est beaucoup plus compliqué qu'on ne l'avait cru généralement, et enfin ceux de W. Dumas et de Serret, qui s'efforcent de donner une théorie complète de l'expérience.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome IV. — Février 1885.

H. Lagarde. — *Recherches photométriques sur le spectre de l'hydrogène*, p. 218.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XIX; février 1885.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Électro-aimants. Sur la perméabilité magnétique du fer et de l'acier. Nouvelle théorie du magnétisme*, p. 73.

A.-W. Reinold et A.-W. Rücker. — *Influence du courant électrique pour modifier la vitesse de l'amincissement d'une membrane liquide*, p. 94.

G. Fitzgerald. — *Rotation du plan de polarisation de la lumière par la réflexion sur le pôle d'un aimant*, p. 100.

Alder Wright. — *Détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 102.

E. Edlund. — *Observations sur la manière d'être de l'électricité par rapport aux gaz raréfiés*, p. 125.

S. Tolver Preston. — *Sur quelques expériences électromagnétiques de Faraday et de Plücker*, p. 131.

SUR LES EFFETS SIMULTANÉS DU POUVOIR ROTATOIRE ET DE LA DOUBLE RÉFRACTION;

PAR M. GOUY.

Dans un assez grand nombre de phénomènes, le pouvoir rotatoire et la double réfraction existent simultanément dans un même milieu, et suivant une même direction, et produisent des effets complexes. Il en est ainsi, par exemple, dans le quartz suivant des directions obliques à l'axe, dans les corps doués du pouvoir rotatoire et soumis à une action mécanique, ou dans les corps biréfringents soumis à l'action magnétique. Il en est probablement de même pour les cristaux à deux axes dont les dissolutions jouissent du pouvoir rotatoire.

On sait comment Airy a réussi, par une hypothèse ingénieuse, à rendre compte des effets produits par le quartz suivant des directions obliques à l'axe, en laissant toutefois à l'expérience le soin de déterminer les éléments des vibrations elliptiques qui devaient, à son point de vue, faire la transition entre les vibrations rectilignes de la double réfraction et les vibrations circulaires de la polarisation rotatoire. Nous allons essayer, nous plaçant à un point de vue différent, de ramener la théorie des phénomènes produits par l'action simultanée du pouvoir rotatoire et de la double réfraction, à l'application du principe de l'*indépendance des effets simultanés*. La double réfraction, agissant seule, produirait à chaque instant une certaine modification infiniment petite sur les vibrations lumineuses qui se propagent dans le milieu considéré; de même, le pouvoir rotatoire seul produirait une modification différente; nous admettrons que la somme algébrique de ces deux effets est précisément l'effet réel produit par le pouvoir rotatoire et la double réfraction agissant simultanément. De même que le principe de l'indépendance des effets simultanés, les relations ainsi calculées seront exactes comme *limites*, pour les milieux doués d'une double réfraction et d'un pouvoir rotatoire très faibles, et plus ou moins approchées dans les phénomènes réels; c'est à l'expérience à montrer dans quelles conditions cette approximation sera suffisante.

Nous considérons une lame à faces parallèles, dans le plan de laquelle nous prendrons deux axes coordonnés rectangulaires. Les rayons incidents sont supposés homogènes, polarisés elliptiquement et normaux à la lame. Suivant la convention ordinaire, l'observateur est supposé couché sur le rayon, les pieds du côté d'où vient la lumière; s'il regarde la direction des y positifs, il aura la direction des x positifs à sa droite. Les angles sont comptés positivement en allant des x positifs aux y positifs, c'est-à-dire de droite à gauche ↘, négativement de gauche à droite ↙.

I. *Effet de la double réfraction seule.* — Les axes coordonnés sont, l'un parallèle, l'autre perpendiculaire à la section principale ou à la direction qui en tient lieu si le milieu est biaxe. Le mouvement vibratoire incident peut être regardé comme décomposé en deux mouvements vibratoires rectilignes, respectivement parallèles aux axes coordonnés, et qui se propagent sans altération dans le milieu biréfringent, par ondes planes et parallèles à la face d'entrée. A une distance l de cette face, les équations de ces deux mouvements seront

$$x = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{\theta} - \psi - \frac{l}{\theta V_x}\right),$$
$$y = b \sin 2\pi\left(\frac{t}{\theta} - \chi - \frac{l}{\theta V_y}\right),$$

t désignant le temps, θ la période vibratoire, V_x et V_y les vitesses de propagation mesurées normalement aux ondes planes, a, b, ψ et χ des constantes, les deux premières étant supposées positives, ce qui ne restreint pas la généralité de nos formules.

Ces deux mouvements vibratoires rectangulaires existant simultanément dans le milieu biréfringent, et s'appliquant aux mêmes points matériels, la vibration réelle, c'est-à-dire le véritable déplacement de chacun de ces points matériels, est une ellipse dont l'équation s'obtient en éliminant t entre les deux équations précédentes :

$$(1) \qquad \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab}\cos 2\pi u = \sin^2 2\pi u,$$

en désignant par u la quantité $\psi - \chi + \frac{l}{\theta V_x} - \frac{l}{\theta V_y}$, c'est-à-dire la différence de phase des deux composantes rectilignes, divisée par θ.

En appelant α l'angle que fait le grand axe de cette ellipse avec l'axe des x, et posant $m = \frac{a}{b}$, on a la relation

$$(2) \qquad \operatorname{tang} 2\alpha = \frac{2ab}{a^2 - b^2} \cos 2\pi u = \frac{2m}{m^2 - 1} \cos 2\pi u,$$

qui définit deux droites rectangulaires, le grand axe étant celle qui est la plus voisine de l'axe des x ou de celui des y, suivant que l'on a

$$a > b \quad \text{ou} \quad b > a.$$

Le rapport k du petit axe au grand axe est la valeur absolue des racines de l'équation

$$(3) \qquad \left\{ \begin{aligned} k^2 &= \frac{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} - \sqrt{\frac{4}{a^2 b^2} \cos^2 2\pi u + \left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2}\right)^2}}{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \sqrt{\frac{4}{a^2 b^2} \cos^2 2\pi u + \left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2}\right)^2}} \\ &= \frac{1 + m^2 - \sqrt{(1 - m^2)^2 (1 + \operatorname{tang}^2 2\alpha)}}{1 + m^2 + \sqrt{(1 - m^2)^2 (1 + \operatorname{tang}^2 2\alpha)}}, \end{aligned} \right.$$

les radicaux étant pris en valeur arithmétique.

Les quantités α et k étant des fonctions continues de l [1], on peut exprimer les effets de la double réfraction en disant que les vibrations elliptiques incidentes se propagent dans le milieu biréfringent en subissant des modifications graduelles exprimées par les formules (2) et (3). La considération des vibrations elliptiques réelles équivaut évidemment à la considération, plus familière aux physiciens, des composantes rectilignes, puisqu'elle en est directement déduite; elle nous permettra par la suite d'établir, entre les effets de la double réfraction et ceux du pouvoir rotatoire, le rapprochement qui nous est nécessaire.

De l'équation (2) on tire

$$(4) \qquad \frac{d\alpha}{dl} = 2\pi \frac{m}{m^2 - 1} \cos^2 2\alpha \sin 2\pi u,$$

---

[1] Excepté dans le cas où $m = 1$, α étant alors égal à $\pm \frac{\pi}{4}$, et passant subitement d'une valeur à l'autre quand la vibration devient circulaire. Mais, même dans ce cas, la modification de la vibration est graduelle.

en posant

$$\varphi = -\frac{du}{dl} = \frac{1}{\theta V_y} - \frac{1}{\theta V_x}.$$

φ est donc la différence de marche, comptée en vibrations ou en ondes, que produirait la double réfraction entre les deux composantes rectilignes, l'épaisseur de la lame étant égale à l'unité.

L'équation (3) nous donne

$$\frac{dk}{dl} = \mathrm{H}\varphi \cos 2\pi u, \tag{5}$$

H désignant une quantité qui est $\gtrless 0$ tant que l'ellipse (1) ne se réduit pas à une droite parallèle à l'un des axes coordonnés.

Les formules (4) et (5) nous montrent quelles modifications subit la vibration réelle (1) quand la distance à la face d'entrée augmente de l à $l + dl$. Ces modifications sont : 1° une rotation $\frac{d\alpha}{dl} dl$ des axes de l'ellipse; 2° une variation $\frac{dk}{dl} dl$ du rapport de ces axes, c'est-à-dire une déformation [1]. Si nous résolvons les équations (2) et (3) en regardant comme connus les éléments de la vibration réelle, c'est-à-dire α, k, et le sens de la giration, nous en tirerons les valeurs de m et de u, et par suite nous pourrons calculer $\frac{d\alpha}{dl}$, $\frac{dk}{dl}$ en fonction des éléments de la vibration réelle, sans plus nous occuper des composantes rectilignes.

En particulier, les formules (2) et (5) montrent immédiatement que *la condition nécessaire et suffisante pour que la déformation $\frac{dk}{dl} dl$ soit nulle, c'est que les axes de l'ellipse* (1) *soient parallèles aux axes coordonnés.*

Considérons ces vibrations pour lesquelles $\frac{dk}{dl} = 0$. L'équation (4) devient

$$\frac{d\alpha}{dl} = \pm 2\pi\varphi \frac{m}{m^2 - 1},$$

le double signe correspondant aux valeurs ± 1 que peut prendre ici $\sin 2\pi u$. Dans le premier cas, la gyration est dextrorsum ↗ sur l'ellipse (1); dans le second cas, sinistrorsum ↘.

---

[1] Si la vibration réelle est circulaire, il faut pousser le calcul jusqu'au terme du second ordre, $\frac{1}{2}\frac{d^2k}{dl^2} dl^2$, à cause de la discontinuité de α.

Les deux racines de l'équation (3) sont ici $\pm m$, si l'on a $a < b$, et $\pm \frac{1}{m}$, si l'on a $b < a$. Quelle que soit la racine que l'on considère, k désignant sa valeur absolue, l'équation précédente s'écrit

$$\frac{d\alpha}{dl} = \pm 2\pi\rho \frac{k}{k^2 - 1}, \tag{6}$$

le signe à placer devant le second membre étant donné par le Tableau suivant :

$a > b$. Le grand axe est parallèle à l'axe des x.	giration	dextrorsum	$-$
	»	sinistrorsum	$+$
$b > a$. Le grand axe est parallèle à l'axe des y.	»	dextrorsum	$+$
	»	sinistrorsum	$-$

II. *Effet du pouvoir rotatoire seul.* — Nous prendrons pour point de départ la théorie de Fresnel, dont les résultats, comme on le sait, sont conformes aux faits d'expérience. Le mouvement vibratoire incident peut être regardé comme décomposé en deux mouvements vibratoires circulaires, de giration inverse, qui se propagent sans altération dans le milieu actif, avec des vitesses différentes. Soient p et q les amplitudes de ces deux mouvements, p étant plus grand que q. Les vibrations réelles, résultant de leur superposition, sont des ellipses dont le grand axe et le petit axe sont respectivement $2(p+q)$ et $2(p-q)$. Ainsi les vibrations elliptiques réelles ne subissent pas d'altération de forme en se propageant dans le milieu actif.

Le grand axe de la vibration elliptique réelle est la droite sur laquelle se superposent les rayons vecteurs des deux vibrations circulaires. Soient, à la distance l de la face d'entrée, α l'angle que fait cette droite avec l'axe des x, et η la différence de phase des deux vibrations circulaires. A la distance $l + dl$, ces quantités prennent des accroissements $d\alpha$ et $d\eta$, et l'on a, en valeur absolue, d'après un théorème de Cinématique bien connu,

$$d\alpha = \frac{\pi\, d\eta}{\theta}.$$

Comme $\frac{d\eta}{dl}$ ne dépend que du pouvoir rotatoire, il vient

$$\frac{d\alpha}{dl} = \omega,$$

ω étant l'angle dont le milieu, sous une épaisseur égale à l'unité, fait tourner le plan de polarisation.

III. *Effet résultant.* — Les deux effets que nous venons d'étudier se produisant simultanément, chaque vibration elliptique, en parcourant le chemin dl, éprouvera une déformation $\frac{dk}{dl}\,dl$ (5), et une rotation de ses axes égale à $(\omega + \alpha')dl$, en désignant par α' la valeur de $\frac{d\alpha}{dl}$ pour la double réfraction seule (4). Ces quantités pouvant être calculées en chaque point d'après les éléments de la vibration réelle en ce point, comme nous l'avons vu, on pourrait ainsi calculer de proche en proche la marche des vibrations de forme quelconque qui traverseraient le milieu et par suite déterminer le mouvement émergent.

Ce calcul est rendu très simple par la considération des vibrations qui, en raison de leur forme, de leur orientation et du sens de leur giration, peuvent se propager dans le milieu sans subir aucune altération, et que nous appellerons *privilégiées*.

Pour de telles vibrations, on doit avoir d'abord, pour toute valeur de l,

$$\frac{dk}{dl} = 0.$$

Pour que cette relation soit vérifiée, il faut et il suffit, d'après le § I, que les axes de l'ellipse soient partout parallèles aux axes coordonnés, ce qui exige : 1° que les vibrations incidentes satisfassent à cette condition; 2° que l'on ait, pour toute valeur de l,

$$\omega + \alpha' = 0.$$

Cette équation s'écrit, d'après (6),

$$\omega \pm 2\pi\varphi \frac{k}{k^2 - 1} = 0, \tag{7}$$

le signe à placer devant le second terme étant donné par le Tableau du § I. Ces deux conditions déterminent complètement les vibrations privilégiées.

Si φ et ω sont de même signe, $\frac{k}{k^2-1}$ étant toujours négatif, le signe — ne donne pas de solution; aucune des vibrations qui correspondent à ce signe ne peut être privilégiée. Mais celles qui

correspondent au signe +, c'est-à-dire les vibrations sinistrosum ayant leur grand axe parallèle aux x, ou les vibrations dextrorsum ayant leur grand axe parallèle aux y, pourront satisfaire à l'équation (7).

Si φ et ω sont de signes contraires, c'est le signe — qui donne les vibrations privilégiées, et les conditions sont inverses. Dans les deux cas, l'équation (7), résolue par rapport à k, donne une seule racine positive

$$(8) \qquad k = -h + \sqrt{1 + h^2} = \frac{1}{h + \sqrt{1 + h^2}},$$

h désignant la valeur absolue de $\frac{\pi\varphi}{\omega}$, c'est-à-dire du rapport de la différence de marche φ produite par la double réfraction seule, à la différence de marche $\frac{\omega}{\pi}$ produite, entre les deux rayons circulaires de Fresnel, par le pouvoir rotatoire seul, ces différences de marche étant comptées en vibrations ou en ondes (¹).

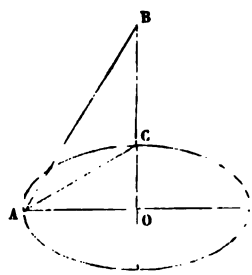
Ainsi il y a, dans tous les cas, deux genres de vibrations privilégiées, et deux seulement : ce sont des ellipses de même forme définie par l'équation (8), *de giration inverse, ayant leurs grands axes respectivement parallèles et perpendiculaires à la section principale.* Quels que soient les signes de φ et de ω, on voit aisément, d'après le Tableau du § I, que *la vibration privilégiée qui a une giration de même sens que le pouvoir rotatoire du milieu a son grand axe parallèle à la vibration rectiligne qui prendrait l'avance, en vertu de la double réfraction seule.*

De la formule (8) résulte un moyen très simple de construire une ellipse semblable aux vibrations privilégiées. Portons sur deux droites rectangulaires des longueurs OA, OB, respectivement proportionnelles à φ et à $\frac{\omega}{\pi}$, et menons la bissectrice de l'angle BAO, qui rencontre la droite OB au point C; l'ellipse construite en prenant pour demi-axes OA et OC est la courbe cherchée.

(¹) Ainsi, par exemple, pour une lame *quart d'onde* et une rotation de 1°, on aura

$$\varphi = \frac{1}{4}, \quad \frac{\omega}{\pi} = \frac{1}{180}.$$

Si les vibrations incidentes possèdent la forme, l'orientation et la giration qui caractérisent les vibrations privilégiées, elles traverseront le milieu sans subir d'altération avec une vitesse de propagation déterminée. Si le mouvement incident est différent, on peut toujours, en vertu du principe de la superposition des petits mouvements, le regarder comme formé par la superposition de deux mouvements privilégiés, qui se propageront à travers le milieu comme si chacun d'eux existait seul, et dont la superposition formera les vibrations réelles dans l'intérieur du milieu, et le mou-



vement émergent à la sortie. Le problème sera donc résolu si nous connaissons la différence de marche produite, entre les deux mouvements privilégiés, par leur passage à travers la lame.

IV. *Différence de marche des vibrations privilégiées.* — Le mouvement incident étant quelconque, considérons des vibrations réelles à l'intérieur du milieu. A la distance l de la face d'entrée, leurs éléments ont une valeur déterminée. A la distance $l + dl$, ces éléments ont subi des altérations que nous pouvons calculer directement, par les expressions $\frac{dk}{dl}$, $\frac{d\alpha}{dl}$ précédemment données. Nous pouvons encore calculer ces mêmes altérations en regardant les vibrations réelles comme formées par la superposition des deux vibrations privilégiées ; nous obtiendrons ici une expression dans laquelle entrera la différence de marche δdl produite entre les deux vibrations privilégiées par le parcours dl. Les deux calculs devant donner le même résultat, nous obtiendrons l'expression de δ, différence de marche produite par un parcours égal à l'unité.

Le résultat étant indépendant du choix de la vibration réelle,

nous prendrons, pour simplifier le calcul, une vibration rectiligne et parallèle à l'axe des x, dont l'équation sera, à la distance l,

$$x = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{0} - \psi\right).$$

A la distance $l + dl$, d'après ce que nous avons vu précédemment, la vibration sera encore rectiligne et fera un angle ωdl avec l'axe des x.

Nous supposerons, pour fixer les idées, que la vibration privilégiée dextrorsum a son grand axe parallèle à l'axe des x. A la distance l, les équations des deux vibrations privilégiées seront

$$\begin{cases} x = \dfrac{a}{1+k^2} \sin 2\pi\left(\dfrac{t}{0} - \psi\right), \\ y = \dfrac{ak}{1+k^2} \sin 2\pi\left(\dfrac{t}{0} - \psi + \frac{1}{4}\right); \end{cases}$$

$$\begin{cases} x = \dfrac{ak^2}{1+k^2} \sin 2\pi\left(\dfrac{t}{0} - \psi\right), \\ y = \dfrac{ak}{1+k^2} \sin 2\pi\left(\dfrac{t}{0} - \psi - \frac{1}{4}\right). \end{cases}$$

A la distance $l + dl$, ces équations seront

$$\begin{cases} x = \dfrac{a}{1+k^2} \sin 2\pi\left(\dfrac{t}{0} - \psi - \dfrac{dl}{0V'}\right), \\ y = \dfrac{ak}{1+k^2} \sin 2\pi\left(\dfrac{t}{0} - \psi + \frac{1}{4} - \dfrac{dl}{0V'}\right); \end{cases}$$

$$\begin{cases} x = \dfrac{ak^2}{1+k^2} \sin 2\pi\left(\dfrac{t}{0} - \psi - \dfrac{dl}{0V''}\right), \\ y = \dfrac{ak}{1+k^2} \sin 2\pi\left(\dfrac{t}{0} - \psi - \frac{1}{4} - \dfrac{dl}{0V''}\right); \end{cases}$$

V et V″ désignent les vitesses de propagation des deux vibrations privilégiées. Éliminant t entre ces dernières équations, et posant

$$\delta = \frac{1}{0V''} - \frac{1}{0V'},$$

il vient, pour l'équation de la courbe qui forme la vibration réelle à la distance $l + dl$,

$$\frac{y}{x} = -\frac{2\pi k}{1+k^2}\,\delta\, dl,$$

équation d'une droite qui fait avec l'axe des x l'angle ωdl, si

l'on a

$$(9) \qquad \delta = -\frac{\omega}{2\pi}\frac{1+k^2}{k} = \pm\sqrt{\rho^2 + \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^2}.$$

Ainsi, *le carré de la différence de marche des vibrations privilégiées est la somme des carrés des différences de marche que produiraient la double réfraction seule entre les vibrations rectilignes, et le pouvoir rotatoire seul entre les vibrations circulaires.*

Si ω est négatif, c'est-à-dire si le pouvoir rotatoire est dextrorsum, δ est positif, et la vibration dextrorsum prend l'avance. Dans tous les cas, *la vibration privilégiée qui prend l'avance est celle qui a une giration de même sens que le pouvoir rotatoire du milieu.*

V. *Rapprochement avec l'hypothèse d'Airy.* — D'après ce qui précède, les effets simultanés du pouvoir rotatoire et de la double réfraction sont en tous points conformes à ceux qui résultent de l'hypothèse d'Airy, que notre analyse nous permet de compléter en déterminant k et δ, et de généraliser en l'étendant aux milieux autres que le quartz. Parti d'un point de vue tout différent, et par la considération des vibrations réelles des milieux optiques, déjà mise à profit dans d'autres recherches, nous avons retrouvé les caractères essentiels des vibrations qui se propagent sans altération : giration inverse, similitude de forme, grands axes respectivement parallèles et perpendiculaires à la section principale ([1]). La signification physique de ces divers caractères est d'ailleurs montrée par le calcul : la condition que la forme reste invariable exige que l'un quelconque des axes de l'ellipse soit parallèle à la section principale; et la condition que l'orientation des axes reste constante détermine la forme elle-même, ainsi que la direction du grand axe d'après le sens de la giration.

L'accord de l'hypothèse d'Airy avec l'ensemble des phénomènes

---

([1]) On remarquera de plus que, ici comme dans l'hypothèse d'Airy : 1° la vibration elliptique qui prend l'avance est celle qui a son grand axe parallèle à la vibration rectiligne qui prendrait l'avance en vertu de la double réfraction; 2° cette vibration est celle qui a une giration de même sens que le pouvoir rotatoire du milieu.

présentés par le quartz peut être regardé comme une première vérification expérimentale de ces résultats; une comparaison plus détaillée avec les faits d'expérience exige quelques recherches nouvelles et fera l'objet d'un autre travail.

ÉTUDE DE LA DISPERSION DE DOUBLE RÉFRACTION DU QUARTZ;

PAR M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

M. Mouton, dans un remarquable travail (1), a indiqué tout le parti que l'on pouvait tirer de l'observation des spectres cannelés de MM. Fizeau et Foucault (2), obtenus en interposant un quartz taillé parallèlement à l'axe entre un polariseur et un analyseur, et en décomposant la lumière au moyen d'un réseau connu. Amené, comme préliminaire à des recherches sur les propriétés optiques du quartz au voisinage de l'axe, à diverses autres applications de cette même méthode, j'ai dû bien vite reconnaître l'insuffisance des données numériques actuellement acquises relativement à la dispersion de double réfraction du quartz.

Rudberg (3), M. Mascart (4), M. Van der Willigen (5) et M. Sarasin (6) ont déterminé avec toute la précision possible, par la méthode du prisme (arêtes parallèles à l'axe), les indices ordinaires n et extraordinaires n' du quartz, les trois premiers pour les principales raies du spectre solaire, le dernier pour les raies du cadmium et de quelques autres métaux. Mais, quelle que soit l'habileté des observateurs, le degré de précision est nécessairement limité par le degré de finesse des divisions du goniomètre employé. Avec un instrument permettant de lire les 10″ et donnant, par suite, au besoin, les 5″ d'arc, l'erreur commise sur chacun des in-

---

(1) *Journal de Physique* [1], t. VIII, p. 393; 1879.
(2) *Annales de Chimie et de Physique* [3], t. XXVI, p. 138, et t. XXX, p. 146; 1845-46.
(3) *Pogg. Ann.*, t. XIV, p. 45; 1828.
(4) *Annales de l'École Normale*, t. I, p. 219; 1864.
(5) *Musée Teyler*, t. II, p. 153, et t. III, p. 34; 1869.
(6) *Comptes rendus*, t. LXXXV, p. 1230; 1877.

dices est de quelques unités du cinquième ordre décimal et, du moins dans le cas du quartz, la différence $n' - n$ ne se trouve guère connue qu'à $\frac{1}{300}$ près environ. Je me suis donc proposé de déterminer les valeurs de $n' - n$ pour le quartz par une autre méthode susceptible de me fournir leurs valeurs au degré d'approximation dont j'avais besoin, à savoir à $\frac{1}{1000}$ près environ.

La méthode employée consiste à mesurer, au moyen d'un excellent réseau de Brünner au $\frac{1}{200}$ de millimètre (¹), les longueurs d'onde correspondant aux centres des bandes de Fizeau et Foucault, obtenues en interposant un quartz épais, parallèle à l'axe, entre un polariseur et un analyseur. On sait que, si λ représente l'une des longueurs d'onde mesurées, e l'épaisseur de la lame biréfringente, la différence $n' - n$ des indices pour la radiation λ est donnée par la relation

$$(1) \qquad (n' - n)e = p\frac{\lambda}{2},$$

p étant un nombre entier, pair si les sections principales du polariseur et de l'analyseur sont croisées, impair si elles sont parallèles. Si le quartz employé est d'une épaisseur suffisante, on pourra déterminer un assez grand nombre de valeurs de $n' - n$, correspondant à des radiations réparties sur toute la longueur du spectre, pour pouvoir calculer avec une grande exactitude les constantes de la formule de Cauchy

$$n' - n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}.$$

J'indiquerai en quelques mots les précautions qui ont été prises :

I. *Réglage de la lame cristalline.* — La lame de quartz était orientée, sans précautions spéciales, de telle sorte que sa section principale fît un angle de 45° environ avec celle du polariseur. Elle doit, en outre, être disposée normalement au faisceau lumineux qui la traverse. Ce réglage ne présente aucune difficulté, car il suffit d'amener le faisceau lumineux réfléchi par la lame à coïn-

(¹) Plus exactement, la distance de deux traits consécutifs, d'après une série de mesures très concordantes effectuées dans le cinquième spectre était de $0^{cm},00049906$ ($\lambda_{D_1} = 5,8880 \times 10^{-5cm}$).

cider avec le faisceau incident. On a constaté d'ailleurs, qu'une erreur de 1°30′ sur l'orientation de la lame ne produisait, même avec le quartz épais employé, aucun déplacement mesurable des franges : or une erreur de 0°30′ était parfaitement appréciable.

II. *Mesure des longueurs d'onde.* — Dans l'équation (1), le coefficient p, étant un nombre entier, est rigoureusement connu. L'erreur relative $\frac{d(n'-n)}{n'-n}$ est donc égale à l'erreur relative $\frac{d\lambda}{\lambda}$ commise sur la longueur d'onde.

Pour mesurer avec précision la longueur d'onde correspondant au centre d'une bande noire, il y a tout avantage à employer un quartz aussi épais que possible, parce que la distance de deux franges consécutives, et par suite, la largeur apparente de chacune d'elles, est en raison inverse de cette épaisseur. Avec le quartz de $0^m,006$ d'épaisseur environ, dont j'ai fait usage (¹), on pouvait observer simultanément (c'est-à-dire pour chacune des orientations de l'analyseur), environ soixante-trois franges entre les raies B et h, limites des mesures effectuées. En observant le second spectre de diffraction du réseau au $\frac{1}{200}$, le pointé de chacune d'elles pouvait s'effectuer à 10″ près, c'est-à-dire avec tout le degré de précision possible. Il eût été inutile d'observer un spectre d'ordre plus élevé, ou de faire usage d'un réseau plus finement strié. Dans le rouge, où les franges sont plus espacées ou plus larges, on a même trouvé avantage à observer le premier spectre.

Diverses précautions doivent être prises :

1° Le minimum de déviation d'une frange ne peut s'obtenir aussi exactement que celui d'une raie spectrale. Pour éviter toute hésitation, le réseau restait fixe pendant chaque série de mesures. On ne l'amenait pas à être normal au faisceau incident à cause de la difficulté de réglage, mais dans la position qui correspondait au minimum de déviation de la raie F dans le deuxième spectre. L'avantage de ce choix est double : la mise au point de la lunette est sensiblement la même dans tout le spectre et, de plus, une petite erreur sur l'orientation exacte du réseau est sans influence

(¹) Il m'a été obligeamment confié par M. Hurion, professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

appréciable sur les mesures de longueurs d'onde. Ces dernières sont d'ailleurs données par les formules suivantes, qui s'établissent sans difficultés,

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2} + \frac{a+b}{2}\sin\left(\delta - \frac{\delta_0}{2}\right) \quad \text{et} \quad \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda_0}{2} + \frac{a+b}{2}\sin\left(\delta - \frac{\delta_0}{2}\right),$$

où $a+b$ est la distance de deux traits consécutifs du réseau, λ_0 la longueur d'onde et δ_0 la déviation minimum de la raie F, λ la longueur d'onde et δ la déviation correspondant au milieu de la bande observée. La première formule correspond aux mesures effectuées dans le second spectre, la seconde à celles effectuées dans le premier.

2° Une précaution indispensable consiste à effectuer deux mesures successives pour chaque frange, l'une en déplaçant la lunette du violet vers le rouge, la seconde du rouge au violet, à cause de la longueur toujours sensible des franges.

III. *Détermination du numéro d'ordre de chaque frange.* — On connaît la méthode de calcul indiquée par Fizeau et Foucault : si p est le numéro d'ordre d'une frange dans le rouge, λ_1 sa longueur d'onde, $n'_1 - n_1$ la différence correspondante des indices, si, d'autre part, $\frac{q}{2}$ représente le nombre de franges comprises entre celle-ci et une autre radiation dans le bleu, de longueur d'onde λ_2, on a

$$\frac{(n'_1 - n_1)\lambda_2}{(n'_2 - n_2)\lambda_1} = \frac{p}{p+q}.$$

On doit adopter, comme véritable valeur de p, le nombre entier (impair si les sections principales des deux nicols sont parallèles, pair si elles sont croisées) le plus voisin de la racine de cette équation.

Il est important de remarquer toutefois que ce mode de calcul ne peut être exact que si l'on connaît déjà, avec une certaine approximation, les valeurs des différences des indices de la lame cristalline étudiée et que cette approximation doit être d'autant plus grande que les franges obtenues sont d'ordre plus élevé, c'est-à-dire que la lame est plus épaisse. En particulier, dans le cas actuel, le calcul effectué en partant des diverses valeurs de $n' - n$

jusqu'ici connues risquerait de ne conduire qu'à des nombres inexacts ou même inadmissibles. M. Mouton a bien indiqué une méthode élégante pour tourner cette difficulté (¹), mais il m'a paru prudent, comme contrôle, de procéder de proche en proche. Pour une première lame de $0^{mm},38$ environ, les numéros d'ordre sont déterminés sans ambiguïté en partant des nombres de M. Mascart. Cette première lame permit de déterminer les valeurs de $n' - n$ à $\frac{1}{600}$ près environ; on se servit de ces premiers nombres pour calculer les numéros d'ordre des franges données par une lame de $0^{mm},085$ environ, ce qui a donné des valeurs de $n' - n$ exactes à $\frac{1}{1000}$ près environ. Ce sont ces nombres dont on s'est enfin servi pour effectuer les calculs définitifs relatifs à la lame de $0^{m},006$. Ces deux méthodes ont conduit du reste à des résultats concordants : pour la frange d'ordre impair (polariseur et analyseur parallèles), de longueur d'onde $\lambda = 6^{cm},6650 \times 10^{-5}$, on trouva

$$p = 163,2 \text{ (Mouton)},$$

et

$$p = 162,7 \text{ (approximations successives)}.$$

La valeur exacte de p est donc 163, sans aucune ambiguïté.

IV. *Mesure de l'épaisseur.* — L'épaisseur de la lame étudiée, directement mesurée au moyen d'un excellent sphéromètre de Perreaux, à double levier, fut trouvée égale à $6^{mm},041$ à $0^{mm},001$ près, à la température de 16°. Ne pouvant malheureusement connaître la valeur absolue du pas de la vis de l'instrument, je me suis proposé de calculer directement cette épaisseur en fonction du millimètre de Fraunhofer (²), par la méthode de M. Mouton

---

(¹) M. Mouton (*loc. cit.*) pose $n' - n = a + \frac{b}{\lambda^2}$. Si donc on considère trois franges dont deux se trouvent vers les extrémités opposées du spectre, et la troisième vers le milieu, on a trois équations

$$\left(a + \frac{b}{\lambda^2}\right)e = p\frac{\lambda}{2}, \quad \left(a + \frac{b}{\lambda'^2}\right)e = (p+q)\frac{\lambda'}{2} \quad \text{et} \quad \left(a + \frac{b}{\lambda''^2}\right)e = (p+r)\frac{\lambda''}{2},$$

entre lesquelles on peut éliminer les produits ae et be.

(²) Défini par la condition que la longueur d'onde de la raie D la plus réfrangible soit égale au nombre de Fraunhofer adopté par M. Mascart, $\lambda = 5^{cm},888 \times 10^{-5}$.

légèrement modifiée. D'ailleurs, pour la plupart des applications, la connaissance des valeurs absolues de $n' - n$ est inutile.

Adoptons pour un instant, comme exacte, l'épaisseur mesurée au sphéromètre, et calculons par la méthode des moindres carrés les constantes numériques de la formule de Cauchy

$$n' - n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}.$$

La véritable valeur N′ — N de la différence des indices sera, en désignant par x la valeur absolue du pas de vis du sphéromètre

$$N' - N = \frac{1}{x}\left(a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}\right).$$

Pour calculer x, il nous suffirait dans cette dernière formule de remplacer N′ — N par la différence des indices, relative à l'une quelconque des raies du spectre, déduite par exemple des expériences de M. Mascart, et λ par la longueur d'onde correspondante, également mesurée par lui. Or, en effectuant le calcul pour chacune des raies B, C, D, E, F, G et H, on trouve pour x sept valeurs différentes, dont la moyenne est

$$x = 0,9960 \pm 0,0031 \text{ (Mascart)}.$$

En partant de même des nombres obtenus par les autres observateurs, on trouve

$$x = 0,9980 \pm 0,0018 \text{ (Rudberg)},$$
$$x = 0,9961 \pm 0,0040 \text{ (Sarasin)},$$
$$x = 0,9981 \pm 0,0010 \text{ (Van der Willigen)}.$$

La moyenne générale serait 0,9970. J'ai préféré adopter comme plus probable la valeur 0,9980. Les courbes que l'on est amené à construire en prenant pour abscisses les longueurs d'onde, pour ordonnées les valeurs de $n' - n$ déduites des mesures de Rudberg et de Van der Willigen sont en effet, non seulement très régulières, mais surtout leur allure générale se rapproche beaucoup de celle de la courbe déduite des expériences actuelles. L'épaisseur de la lame devient alors

$$e = 0^{cm},6029 = 1,024\lambda_D.$$

Ce dernier nombre est probablement exact à $\frac{1}{1000}$ près.

C'est en partant de l'épaisseur ainsi calculée qu'on a obtenu les nombres inscrits dans le Tableau suivant :

Tableau I.

$10^5\lambda$.	Numéros d'ordre.	$10^3(n'-n)$ observé.	$10^3(n'-n)$ calculé.	Différence.
6,7424	161	9,0053	9,0064	—11
6,6650	163	9,0125	9,0135	—10
6,5904	165	9,0207	9,0207	± 0
6,5168	167	9,0282	9,0279	+ 3
6,4462	169	9,0374	9,0351	+23
6,3050	173	9,0490	9,0502	—12
5,9874	183	9,0897	9,0882	+15
5,7017	193	9,1292	9,1275	+17
5,4443	203	9,1685	9,1685	± 0
5,2118	213	9,2094	9,2101	— 7
5,0007	223	9,2511	9,2529	—18
4,8453	231	9,2852	9,2878	—26
4,6678	241	9,3223	9,3317	+ 6
4,5027	251	9,3756	9,3771	—15
4,3525	261	9,4241	9,4226	+15
4,2123	271	9,4700	9,4690	+10
4,0823	281	9,5164	9,5162	+ 2
4,0328	285	9,5348	9,5352	— 4

Les nombres inscrits dans la quatrième colonne ont été calculés par la formule

$$10^3(n'-n) = 8,6925 + \frac{1,4585 \times 10^{-9}}{\lambda^2} - \frac{1,4291 \times 10^{-19}}{\lambda^4},$$

dont les coefficients ont été calculés par la méthode des moindres carrés. Les longueurs d'onde sont exprimées en centimètres. Pour une seule de dix-huit mesures effectuées, la différence entre le calcul et l'observation atteint le $\frac{1}{4000}$ de la quantité mesurée.

Pour les applications, il est préférable de substituer à l'emploi pénible de la formule celui d'un tableau numérique tel que le suivant, qui est parfaitement suffisant : l'erreur relative introduite par l'interpolation est, en effet, au plus de $\frac{1}{20000}$ pour les valeurs de $n'-n$, de $\frac{1}{6000}$ pour celles de $2\frac{n'-n}{\lambda}$.

Tableau II.

$10^4\lambda$.	$10^3(n'-n)$.	Différence.	$2\frac{n'-n}{\lambda}$.	Différence.
6,8	8,9986		264,66	
		91		4,22
6,7	9,0077		268,88	
		95		4,36
6,6	9,0172		273,24	
		98		4,52
6,5	9,0270		277,76	
		104		4,66
6,4	9,0374		282,42	
		107		4,82
6,3	9,0481		287,24	
		114		5,00
6,2	9,0595		292,24	
		120		5,20
6,1	9,0715		297,44	
		124		5,36
6,0	9,0839		302,80	
		130		5,58
5,9	9,0969		308,38	
		139		5,78
5,8	9,1108		314,16	
		144		6,02
5,7	9,1252		320,18	
		151		6,24
5,6	9,1403		326,42	
		159		6,54
5,5	9,1562		332,96	
		169		6,78
5,4	9,1731		339,74	
		177		7,10
5,3	9,1908		346,84	
		189		7,38
5,2	9,2097		354,22	
		197		7,72
5,1	9,2294		361,94	
		209		8,06
5,0	9,2503		370,00	
		222		8,44
4,9	9,2725		378,44	
		233		8,86
4,8	9,2958		387,30	
		249		9,34
4,7	9,3207		396,64	
		264		9,74
4,6	9,3471		406,38	
		280		10,28
4,5	9,3751		416,66	
		298		10,84
4,4	9,4049		427,50	
		318		11,42
4,3	9,4367		438,92	
		339		12,06
4,2	9,4706		450,98	
		362		12,76
4,1	9,5068		463,74	
		386		13,54
4,0	9,5454		477,28	

La quatrième colonne donne les valeurs de l'expression $2\frac{n'-n}{\lambda}$; cette fonction, la seule véritablement utile dans les applications, ainsi que je le montrerai prochainement, a du reste une signification simple : ses valeurs entières représentent les numéros d'ordre des franges de Fizeau et Foucault que donne un quartz parallèle à l'axe de $0^m,01$ d'épaisseur.

SUR LES EFFETS THERMIQUES DES ÉTINCELLES ÉLECTRIQUES;

PAR M. HURION.

Dans un travail assez récent (¹) sur les dégagements de chaleur produits par les étincelles des batteries, M. Villari est arrivé à formuler les lois suivantes :

1° *La chaleur développée par l'étincelle électrique dans les gaz est proportionnelle à la quantité d'électricité qui la produit.*

2° *La quantité de chaleur développée par l'étincelle électrique dans un gaz augmente en proportion de sa longueur.*

Ayant eu l'occasion de répéter ces expériences, je me suis servi, pour mesurer la quantité de chaleur dégagée par l'étincelle, d'un ballon à quatre tubulures soigneusement verni et isolé. L'une des tubulures était munie d'un robinet; deux autres livraient passage à deux grosses tiges de laiton terminées intérieurement par des pointes mousses; enfin la quatrième communiquait, par un tube incliné servant de manomètre, avec un flacon à trois tubulures à moitié rempli d'acide sulfurique. Le tube de communication avec le ballon se recourbait verticalement pour pénétrer par la tubulure du milieu jusqu'au fond du flacon. Les deux autres tubulures de ce dernier étaient munies, l'une d'un robinet, l'autre d'un long tube vertical descendant et plongeant dans une cuvette à mercure. Grâce à ce dispositif, l'appareil pouvait servir sous des pressions inférieures à la pression atmosphérique, et le jeu des robinets permettait d'amener facilement l'extrémité de la colonne d'acide sulfurique au milieu du tube de communication.

Les expériences ont été faites avec un ensemble de dix-huit jarres électriques constituant une batterie en surface bien isolée et mise en rapport avec une machine de Holtz par l'intermédiaire d'une bouteille de Lane. Quand on voulait opérer avec une charge déterminée, on commençait par mettre sur la batterie la quantité

(¹) *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 5.

d'électricité voulue et mesurée par le nombre d'étincelles de la bouteille de Lane; on faisait passer la décharge dans le ballon; puis on rechargeait immédiatement de la même manière et l'on faisait éclater l'étincelle; c'est alors seulement que l'on relevait les indications du manomètre à acide sulfurique. On éliminait ainsi les perturbations dues aux charges résiduelles. Il est bon de remarquer qu'en opérant sous différentes pressions les indications de l'appareil restent comparables à elles-mêmes. Si, par exemple, on réduit à moitié la pression initiale de la masse gazeuse, sa masse se trouve réduite à moitié; dès lors une quantité de chaleur donnée déterminera une variation de température double de celle qui se serait produite sous la pression initiale. Cette variation de température produira une variation de pression qui aura doublé, si on la rapporte à la pression initiale; d'où il suit que la variation absolue, c'est-à-dire le déplacement du liquide dans le manomètre, n'aura pas changé.

Après avoir vérifié l'exactitude de la première des lois énoncées, j'ai cherché comment variaient, avec la pression, les indications du manomètre en opérant toujours avec une même charge correspondant à 100 étincelles de la bouteille de Lane. Les Tableaux suivants représentent les résultats obtenus avec l'air et l'hydrogène:

Air.				*Hydrogène.*			
H.	*d.*	*v.*	$\frac{v}{d}$.	H.	*d.*	*v.*	$\frac{v}{d}$.
750.....	35	49	1,4	750.....	24	26	1,1
503.....	33	36	1,1	501.....	19	21	1
345.....	31	28	0,9	342.....	16	15	0,9
246.....	23	22	0,9	247.....	12	13	1
177.....	19	20	1	179.....	9	9	1
135.....	14	17	1,2	132.....	7	7	1
72.....	10	9	1	»	»	»	»

Les premières colonnes des Tableaux indiquent la pression en millimètres de mercure; dans les secondes sont inscrits les déplacements en millimètres de l'extrémité de la colonne d'acide sulfurique. Ces derniers nombres ne paraissent pas reliés d'une façon simple à ceux qui mesurent la pression, mais on peut les comparer avec ceux de la troisième colonne. Ces derniers ont été obtenus en tournant d'une manière continue la machine électrique et comp-

tant le nombre d'étincelles de la bouteille de Lane qui se produisent entre deux explosions successives dans le ballon. On a ainsi une idée approximative de la différence de potentiel d'explosion. On voit que, sauf pour la première expérience, faite avec l'air, et dans laquelle on a constaté de légères fuites par le ballon pendant la détermination du nombre inscrit dans la troisième colonne, les quantités de chaleur sont proportionnelles aux différences de potentiel d'explosion : le rapport des deux quantités est le même dans l'air et dans l'hydrogène, ce qui s'explique par ce fait que les chaleurs spécifiques des gaz rapportées à l'unité de volume sont égales entre elles. D'ailleurs, si l'on compare les résultats obtenus, à une même pression, dans l'air et dans l'hydrogène, on trouve que le premier est 1,8 fois plus grand que le second, ce qui concorde avec les résultats précédemment obtenus dans des recherches analogues.

Les expériences précédentes ont été faites avec une même distance explosive; le Tableau suivant montre les résultats obtenus avec une charge constante, correspondant à 100 étincelles de la bouteille de Lane, quand on fait varier la distance des pointes :

l.	d.	$\frac{d^2}{l}$.
mm		
20	63	198
16	53	175
12	41	140
8	30	112
4	21	110

La première colonne contient les distances explosives en millimètres et la seconde les indications du manomètre à acide sulfurique. On peut voir, d'après ces nombres, que les quantités de chaleur dégagées sont loin d'être proportionnelles aux distances explosives : elles paraissent plutôt varier comme la racine carrée de cette dernière quantité. En effet, la troisième colonne du Tableau contient les quotients du carré de la lecture du manomètre par la longueur de l'étincelle; et l'on voit que, tout en augmentant avec cette longueur, les nombres ne varient pas énormément. Les fuites qui se produisent dans les appareils ne permettent pas d'évaluer les différences de potentiel d'explosion par le procédé signalé plus

haut; mais on peut utiliser dans ce but les résultats des expériences de MM. Warren de la Rue et Hugo Muller [1]. Ces habiles expérimentateurs ont trouvé qu'en opérant avec des pointes paraboliques les différences de potentiel d'explosion étaient liées à la longueur de l'étincelle comme l'indiquent les nombres du Tableau suivant :

l.	v.	$\frac{v^2}{l}$.
mm 4,52	5	5,5
8,23	7	5,9
10,18	8	6,2
15,74	11	7,6

La première colonne du Tableau donne les longueurs d'étincelles en millimètres et la seconde les différences de potentiel d'explosion, en prenant pour unité la différence de potentiel correspondant à 1000 éléments au chlorure d'argent. On voit qu'en divisant le carré du nombre inscrit dans la deuxième colonne par le nombre correspondant de la première, les quotients obtenus varient comme ceux du Tableau précédent. Si l'on compare les valeurs de d et v correspondant à des valeurs voisines de l, on obtient les résultats suivants :

l.	d.	v.	$\frac{d}{v}$.
mm 4,00	21	»	4,20
4,50	»	5	
8,00	30	»	4,28
8,23	»	7	
16,00	53	»	4,81
15,74	»	11	

Les rapports ne sont pas absolument constants; mais il faut remarquer que, pour les deux premiers cas, la valeur de v correspond à une valeur de l plus grande que celle qui correspond à d, tandis que c'est l'inverse pour le troisième cas.

L'ensemble des expériences précédentes semble démontrer que les effets thermiques des étincelles électriques sont déterminés par la différence de potentiel d'explosion. On peut dès lors concevoir comme il suit le phénomène de la décharge. Si l'on suppose, par

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XIII, p. 456; t. XIV, p. 446.

exemple, que l'armature extérieure de la batterie soit au sol, la charge électrique M de l'armature intérieure se trouve portée au potentiel V. Lorsqu'on réunit l'armature intérieure avec l'une des branches de l'excitateur, le potentiel, d'abord nul sur cette branche, s'élève jusqu'à la valeur v qui correspond à la distance explosive; mais il ne peut dépasser cette valeur. Dès lors l'énergie mécanique de l'étincelle est représentée par $\frac{1}{2}Mv$; elle est simplement proportionnelle à la charge M et ne dépend nullement de la capacité de la batterie, comme l'indique l'expérience.

SUR LA VARIATION DE RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DU BISMUTH PLACÉ DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE;

PAR M. HURION.

Des expériences récentes de M. Righi (1) ont montré que la résistance électrique du bismuth augmente lorsque ce métal est soumis à l'action d'un électro-aimant. Cette variation dans les propriétés physiques, que j'avais moi-même observée (2), sans avoir connaissance du travail précédemment signalé, ne paraît pas suivre de lois simples. Les nombres obtenus montrent que l'augmentation de résistance croît plus vite que l'intensité du champ magnétique, quand cette dernière est faible, et lui devient ensuite proportionnelle pour des valeurs plus grandes.

Voici, comme exemple, les résultats observés avec une lame mince de bismuth collée sur verre et découpée comme les feuilles d'étain des carreaux étincelants. Cette lame était placée normalement aux lignes de force magnétique d'un électro-aimant de Faraday animé par un courant dont l'intensité se mesurait avec une boussole de Weber, placée en dérivation sur le circuit et à une grande distance de l'électro-aimant. Des expériences préliminaires faites par la méthode d'induction ont montré que l'intensité du champ magnétique produit était très sensiblement propor-

---

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 355.
(2) *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 360.

tionnelle à celle du courant. Les résistances étaient évaluées à l'aide d'une boîte montée en pont de Wheatstone; on les équilibrait par une autre mille fois plus grande. Pour éviter autant que possible les perturbations dues aux variations de températures, la plaque de bismuth vernie et enduite de paraffine était plongée dans une petite cuve pleine d'eau dont la température moyenne a peu varié pendant les expériences; dans la Table qui suit, la première colonne contient les indications de la boussole et la seconde les variations de résistances observées sur une plaque dont la résistance était de $4^{\text{ohms}},3$.

d.	ΔR en ohms.	*d.*	ΔR en ohms.
30,5.....	0,039	64,5.....	0,130
35,5.....	0,054	68,0.....	0,142
39,0.....	0,063	73,0.....	0,157
42,0.....	0,070	78,2.....	0,173
45,0.....	0,081	94,5.....	0,214
51,0.....	0,093	108,0.....	0,241
56,2.....	0,113	»	»

Les expériences précédentes m'ont conduit à chercher comment variait le moment magnétique du bismuth soumis à l'expérience : et, pour étudier cette question, j'ai suspendu une même plaque de ce métal entre les pôles de l'électro-aimant par l'intermédiaire d'un fil de platine dont la partie supérieure pouvait être tordue d'un angle quelconque. Une lecture faite sur un cercle divisé permettait d'évaluer cet angle à une minute près. La lame de bismuth était fixée à une monture de bois munie d'un petit miroir concave donnant une image de réflexion qui se déplaçait sur une règle graduée translucide : le tout se trouvait terminé par une boule de laiton destinée à tendre le fil. Le déplacement de l'image sur la règle permettait de mesurer la rotation du système.

Pour procéder à une expérience, on lançait un courant dans l'électro-aimant, et l'on amenait par tâtonnements la plaque de bismuth à sa position d'équilibre sans torsion du fil : puis, tordant le micromètre supérieur d'un certain angle, on mesurait le déplacement correspondant de l'image de réflexion sur la règle; une série d'expériences préliminaires avait montré qu'un déplacement d'une division de la règle correspondait à une rotation de $1',9$. Afin d'éliminer les erreurs de réglage, le fil était tordu successive-

ment du même angle en sens contraire et on lisait sur la règle la différence des positions de l'image. L'angle ainsi obtenu et réduit en minutes était retranché de la différence des lectures du micromètre et donnait la torsion réelle correspondant à l'écart du fil observé. Voici, comme exemple, les résultats d'une série de lectures correspondant à une intensité de courant mesurée par une déviation de 78,5 de la boussole de Weber.

Règle.	Micromètre.	Écart en minutes. e.	Torsion en minutes. T.	$\frac{T}{e}$.
247,0.....	273,10	0,0	»	»
259,5.....	274,40	46,5	133,5	2,86
235,0.....	271,40			
223,0.....	270,10	93,1	267,0	2,87
272,0.....	276,10			
284,5.....	277,40	139,6	400,4	2,86
211,0.....	268,40			

La première ligne du Tableau correspond à la position d'équilibre du système sans torsion du fil; on peut voir que, pour de petits angles d'écart, le rapport de la torsion à l'écart est constant. Ce rapport constant peut être pris pour mesure de l'action exercée par l'électro-aimant sur la plaque de bismuth.

Le Tableau suivant montre comment cette action varie avec l'intensité du courant qui anime l'électro-aimant :

d.	$\frac{T}{e}$.	d.	$\frac{T}{e}$.
24,7.....	0,36	78,5.....	2,86
36,0.....	0,85	88,0.....	3,30
49,5.....	1,50	96,0.....	3,68
60,0.....	2,05	109,0.....	4,50

On peut remarquer que l'action mécanique ainsi mesurée suit très sensiblement la même loi que les variations de résistance précédemment observées; la comparaison des résultats correspondant à une même intensité de courant se résume dans le Tableau suivant :

d.	ΔR.	$\frac{T}{e}$.	$\frac{T}{e} \times \frac{1}{\Delta R}$.
35,5.....	0,054	»	15,7
36,0.....	»	0,85	
51,0.....	0.093	»	16,1
49,5.....	»	1,50	
78,2.....	0,173	»	16,5
78,5.....	»	2,86	

On peut donc conclure de ces expériences que la variation de résistance électrique du bismuth placé dans un champ magnétique tient en grande partie à l'action mécanique exercée sur le métal. Il semble cependant que la variation de résistance croît un peu moins rapidement que cette action mécanique.

SUR LA DÉTERMINATION DU RAPPORT $\frac{C}{c}$;

PAR M. AMAGAT [1].

A propos du travail récent de M. Paquet sur la détermination de $\frac{C}{c}$, je crois intéressant et utile, en rappelant les recherches déjà faites dans la même voie, d'insister sur une méthode particulière pour mesurer instantanément la pression du gaz comprimé, laquelle est susceptible d'augmenter considérablement le degré de précision et de certitude des expériences.

Regnault le premier, je crois, dans le but d'obvier à la cause d'erreur signalée par Cazin dans la méthode de Clément et Desormes, eut l'idée d'opérer sur une masse limitée de gaz; malheureusement il n'a donné aucun résultat, ses registres ayant été détruits dans le pillage de son laboratoire de Sèvres en 1870. Je n'insiste pas sur la disposition de ses appareils, qui du reste ne résout pas la difficulté principale dont je veux parler, quoiqu'il la signale à plusieurs reprises (*Annales de Chimie et de Physique*, t. XXIV, 1871).

---

[1] Cette Note a été reçue en janvier. (*R.*)

En 1873, ignorant du reste les essais de Regnault, j'eus la même idée, mais je la réalisai par des moyens tout à fait différents (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVII, 1873). Dans mon appareil, le gaz était renfermé dans un grand ballon renversé comme dans celui de M. Paquet; le mercure y était refoulé, non dans le ballon même, mais dans un large tube qui en traversait le col et s'élevait jusqu'au centre, par l'intermédiaire d'une couche d'huile, au moyen d'un piston se mouvant dans un cylindre et d'un mécanisme permettant d'obtenir une compression extrêmement rapide et une réduction de volume qu'on pouvait régler d'avance.

La rapidité très grande de la compression est la première condition à réaliser, pour éviter autant que possible l'effet refroidissant des parois du ballon; or, précisément à cause de cette rapidité, le manomètre différentiel à huile (ou autre substance) qui doit donner la pression du gaz *immédiatement* après la compression dépasse, à cause de la vitesse acquise, la position d'équilibre et oscille un certain temps avant qu'on puisse viser le ménisque : on retombe ainsi sur une cause d'erreur analogue à celle qu'on se propose d'éviter.

Regnault signale cette difficulté, il ajoute même quelque part qu'en rétrécissant le manomètre en un de ses points on gêne le passage du liquide ou du gaz, ce qui amortit en partie les oscillations; mais, comme il le fait observer, cet artifice dissimule la cause d'erreur sans la faire disparaître, l'équilibre s'établissant alors presque sans oscillations, mais lentement.

Après de nombreux tâtonnements, je suis arrivé à tourner la difficulté au moyen de l'artifice suivant, sur lequel je crois devoir insister, parce que là est, je crois, toute la précision dont la méthode est susceptible.

Je place un robinet à large ouverture sur le tube qui met le manomètre en relation avec le gaz, et, dans une expérience préliminaire, je ferme ce robinet au moment où le manomètre indique une pression légèrement inférieure à celle qu'on cherche à déterminer; il est évident maintenant qu'en ouvrant le robinet *immédiatement* après une compression, l'équilibre étant presque établi d'avance, le manomètre arrivera presque sans osciller à la position d'équilibre; en répétant plusieurs fois cette manœuvre (la réduction

de volume étant constante), il arrivera bientôt qu'au moment de l'ouverture du robinet le ménisque restera absolument immobile. On a alors exactement la pression cherchée. Le robinet ne reste ouvert dans chaque expérience que le temps strictement nécessaire pour constater son immobilité.

Suivant la manière dont les expériences sont conduites, le ménisque peut se rapprocher de la position d'équilibre limite en restant toujours en dessous, ou bien osciller en la dépassant alternativement dans les deux sens. Enfin, quelle que soit la rapidité de l'opération, il y a cependant refroidissement par les parois; il faut en tenir compte : on y arrive en estimant le temps de la compression et en observant pendant quelque temps au manomètre la vitesse de refroidissement. J'ai trouvé ainsi, pour l'air,

$$\frac{C}{c} = 1,391 \text{ sans correction}, \quad \frac{C}{c} = 1,397 \text{ avec correction}.$$

Dans les nouveaux appareils que j'ai fait construire, toutes les données nécessaires à la correction du refroidissement sont enregistrées électriquement; le temps ne m'a pas encore permis de terminer ces recherches.

Pour calculer $\frac{C}{c}$ au moyen des données expérimentales, j'avais employé la formule de Laplace en prenant l'exposant pour inconnue. La formule $\frac{C}{c} = \frac{h}{h'}$, employée par Regnault et par M. Paquet, paraît, à première vue, présenter l'avantage d'être indépendante de la pression absolue, ce qui écarte l'erreur pouvant provenir du rapport de la densité de la substance manométrique à celle du mercure [1]; il ne faut pas se faire illusion à cet égard. Si dans la formule de Laplace on remplace le volume V′ du gaz comprimé par sa valeur $\frac{HV}{H+h'}$, on obtient

$$\frac{H}{H+h} = \left(\frac{H}{H+h'}\right)^{\frac{C}{c}},$$

[1] On peut même se passer de ce rapport en n'employant le manomètre à huile (qui est plus sensible) que pour déterminer le point d'équilibre, et en faisant la lecture à un manomètre à mercure qui s'équilibre en même temps que lui.

d'où

$$\frac{C}{c} = \frac{\log H - \log(H + h)}{\log H - \log(H + h')}.$$

$\frac{C}{c}$ n'est donc pas absolument indépendant de H : la différence des deux résultats tient évidemment à ce que la première formule n'est applicable rigoureusement qu'au cas de très petites variations de volume. En supposant, par exemple, $H = 76^{cm}$, $h = 3^{cm}$, $h' = 2^{cm},14$, on aurait

$$\frac{h}{h'} = 1,402,$$

tandis que la formule de Laplace donnerait 1,393. La différence n'est point négligeable lorsque, se conformant à la marche expérimentale que je viens d'indiquer, on donne à la méthode toute la précision dont elle est susceptible (elle dépasse en effet la correction relative au refroidissement).

N. von KLOBUKOW. — Ueber ein neues Verfahren zur Bestimmung der Dampfdichte niedrig siedender Körper (Nouvelle méthode pour déterminer la densité de vapeur des corps bouillant à une température peu élevée); *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 465; 1884.

Comme dans la méthode de Gay-Lussac, M. von Klobukow se donne le poids de la substance à vaporiser et mesure le volume qu'elle occupe à une température et sous une pression connues. L'appareil qu'il emploie à cet effet, et qu'il nomme *dilatomètre à densité de vapeur* (*Dampfdichtedilatometer*), est un véritable thermomètre à poids dans lequel on juge du volume de la vapeur par le volume du mercure qu'elle a fait écouler hors de l'appareil en se formant au sein du réservoir thermométrique.

Le nouveau dilatomètre est formé de deux pièces : 1° un réservoir A terminé à sa partie inférieure par un tube recourbé à angle droit et muni d'une garniture métallique à vis; 2° d'un tube capillaire B muni aussi d'une garniture qui se visse sur la précédente et qui peut se redresser verticalement ou s'incliner d'un angle quelconque sur l'horizon. L'orifice de déversement peut aussi se trouver à un niveau quelconque. Le réservoir A se trouve

enfermé dans une étuve à vapeur; le tube B est hors de l'étuve, et le mercure qui s'en écoule est recueilli, par le moyen d'un tube incliné, dans une éprouvette graduée. Des expériences préliminaires ont permis de déterminer, d'après le volume de mercure écoulé, la position qu'il convient de donner au tube B sur un cadran gradué pour que le niveau de l'orifice et celui du mercure dans le réservoir A soient dans un même plan horizontal. Quand cette condition est réalisée, la pression dans l'espace intérieur à A ne diffère de la pression barométrique que par l'addition de la dépression capillaire correspondant à la température de l'expérience. Cette dépression δ_t a été mesurée directement par des expériences spéciales faites sur l'appareil; elle me paraît cependant jeter un élément d'incertitude sur la méthode qui est obligée de faire usage d'une telle correction, dont la valeur atteignait, dans les expériences de l'auteur, une dizaine de millimètres.

Pour avoir la pression de la vapeur en A, il faut encore retrancher de la pression totale mesurée la force élastique maximum σ_t de la vapeur de mercure à la température de l'expérience. Soient maintenant m le poids en grammes de la substance à vaporiser, v_t le volume de la vapeur à t^0 en centimètres cubes, b_0 la pression barométrique en millimètres ramenée à 0^0; la densité D de la vapeur sera donnée par la formule

$$D = \frac{m}{V_t} \frac{760(1 + 0,003665\,t)}{0,0012928} \frac{1}{b_0 - \delta_t - \sigma_t}.$$

Le poids m se détermine en tarant vide et pesant, pleine du liquide, une ampoule qu'on introduit dans le réservoir A.

Le volume v_t est la différence de la capacité du réservoir à t^0 et du volume du mercure qui reste dans l'appareil à la même température. Un premier système de pesées donnera la dilatation apparente du mercure dans le réservoir A; un second système, le poids de mercure qui s'est écoulé de l'appareil, soit par l'introduction de l'ampoule, soit par la volatilisation du liquide. On aura ainsi tous les éléments nécessaires au calcul de v_t.

Pour éprouver le degré de précision que comportent les déterminations à l'aide du nouvel appareil, l'auteur a mesuré la densité de vapeur de liquides bien connus, tels que l'éther éthylique, le sulfure de carbone, le chloroforme, etc., à des températures nota-

blement supérieures à leur point d'ébullition et en employant, suivant le cas, un bain de vapeur d'alcool, d'eau, de xylol ou d'aniline. Les résultats ont paru tout à fait satisfaisants, bien que le poids de liquide vaporisé fût toujours très petit, de $0^{gr},01$ à $0^{gr},3$ au maximum. E. Bouty.

N. von KLOBUKOW. — Ueber ein neues Verfahren zur Bestimmung der Dampfdichte hochsiedender Körper (Nouvelle méthode pour déterminer la densité de vapeur des corps bouillant à des températures élevées); *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 493; 1884.

Analogue par son principe à la précédente, la méthode proposée par M. von Klobukow en diffère absolument par la forme de l'appareil, qui est des plus originales. La cavité offerte à la vapeur fait partie du réservoir d'un aréomètre à volume constant, et l'on déduit le volume qu'elle occupe de la charge que doit supporter l'aréomètre pour affleurer.

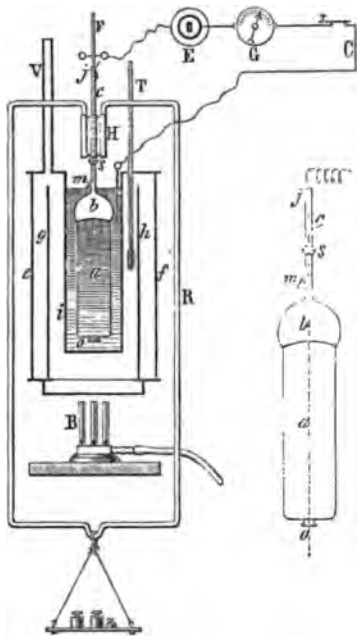
L'étuve dans laquelle se trouve placé l'appareil contient une sorte de moufle où l'on verse la quantité de mercure suffisante pour faire flotter l'aréomètre. Celui-ci présente au-dessous d'une boule creuse b une partie cylindrique a, ouverte en o à son extrémité inférieure et que l'on remplit de mercure; la tige de l'aréomètre passe à travers une ouverture du couvercle du moufle et porte un plateau que l'on peut charger de poids. La partie supérieure de la tige contient un fil métallique j en communication avec un des pôles d'une pile; l'extrémité de ce fil sort de la tige et fixe le point m d'affleurement; quand il arrive au niveau du mercure du moufle, en communication permanente avec l'autre pôle de la pile, le circuit électrique, comprenant une sonnerie et un galvanomètre, se trouve fermé. En modifiant la charge du plateau, il est donc facile de produire l'affleurement exact.

Cela posé, faisons d'abord affleurer l'aréomètre plein de mercure, puis introduisons une petite ampoule contenant le liquide qui se vaporise totalement dans la chambre a. La poussée augmente, l'aréomètre se relève et, pour ramener l'affleurement, il faut ajouter des poids équivalents à celui du mercure déplacé par la vapeur. L'expérience permet donc de déterminer v_t. En employant les

mêmes notations que dans le Mémoire précédent, on aura

$$D = \frac{m}{V_t} \frac{760(1 + 0,003665\,t)}{0,001298} \frac{1}{b_0 + h_0 - \sigma_t}.$$

h_0 est la colonne de mercure qui forme la différence de niveau entre le mercure du moufle et celui de l'aréomètre, ramené à la température de 0°. Celle-ci se déduit du poids qui charge le plateau, à l'aide d'un groupe d'observations préliminaires faciles à imaginer.



Pour des températures trop voisines de l'ébullition du mercure, on pourrait remplacer ce métal par l'alliage de Wood.

Des expériences de contrôle réalisées avec le chloroforme, l'alcool et la benzine ont fourni des résultats exacts à $\frac{1}{100}$ près de leur valeur pour une température du bain de vapeur égale à 100° environ. Il semble douteux que ce procédé comporte une approximation aussi grande à des températures plus élevées.

E. Bouty.

W.-C. RONTGEN. — Neue Versuche über die Absorption von Wärme durch Wasserdampf (Absorption de la chaleur par la vapeur d'eau); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XXIII, p. 1-49 et 259-298; 1884.

L'existence de l'absorption de la chaleur par la vapeur d'eau, énergiquement soutenue par Tyndall et mise en doute par Magnus, semble nettement établie par les expériences très minutieuses de l'auteur. Prenons un tube de laiton doré à parois épaisses et fermé à l'une de ses extrémités par une plaque de sel gemme. Si l'on expose ce tube à une source calorifique, l'échauffement dépendra : 1° de la chaleur transmise par la paroi; 2° de la chaleur absorbée par le gaz. Si donc, avec l'auteur, on met ce tube en relation avec une capsule manométrique de Marey dont le stylet se meut sur un cylindre tournant, on enregistrera un accroissement de pression qui sera *permanent* si l'échauffement est dû à la première cause et *accidentel* s'il provient de la seconde. Or ce second effet s'observe quand le tube contient de l'air saturé à 0°, puis porté à 26° : l'accroissement de pression dû à l'échauffement du gaz a été de $2^{mm},18$. Un accroissement beaucoup plus faible a été aussi observé avec de l'air contenant de l'acide carbonique dans la proportion normale de l'atmosphère. Les expériences précédentes ont été faites avec un brûleur de Bunsen comme source calorifique; en se servant de la flamme du chalumeau oxhydrique ou d'un cube contenant de l'eau chaude et en remplaçant le bain de sel gemme par d'autres substances, les résultats précédents furent toujours confirmés.

B.-C. DAMIEN.

B. TOLLENS. — Ueber die Circular-Polarisation des Rohrzuckers (Polarisation circulaire du sucre de canne); *Ber. d. Chem. Ges.*, t. XVII, p. 1751; 1884.

On admet généralement aujourd'hui, après les travaux de MM. Landolt, Schmitz et de l'auteur, que le sucre de canne et beaucoup d'autres substances ont un pouvoir rotatoire spécifique qui varie d'une manière continue lorsqu'on augmente la proportion de liquide inactif. Pour le sucre toutefois, la diminution est très faible lorsque la concentration augmente, plus faible que pour le glucose. Avec des dissolutions étendues contenant 1 à 3 pour 100

de sucre, Hesse avait trouvé $[\alpha]_D = 68°$ environ, nombre plus élevé que ceux obtenus avec des dissolutions plus concentrées. En opérant sur des dissolutions étendues avec un polarimètre très sensible donnant les 2′, M. Tollens a complètement confirmé ses premières conclusions. Quelle que soit la concentration, la formule

$$[\alpha]_D = 66°,386 + 0,015035p - 0,0003986p^2,$$

où p est le poids de sucre pour 100 de dissolution, suffit pour représenter les variations du pouvoir rotatoire.

La vérification de cette formule porte sur des dissolutions contenant 1 à 67 pour 100 de sucre. B.-C. Damien.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1884.

A. WAASMUTH. — De la chaleur dégagée pendant l'aimantation, p. 2.

Le but de cette Note est de montrer que les nombres trouvés par M. Herwig dans ses expériences relatives au dégagement de chaleur qui accompagne l'aimantation vérifient la formule déduite par M. Waasmuth de la théorie mécanique de la chaleur

$$S\,dT_0 = -\int_0^x \frac{d\mu}{dT}\,dx,$$

x est la force magnétisante; T_0 la température absolue et dT_0 sa variation; S est la chaleur spécifique du fer et μ le moment en milligrammes.

E. GOLDSTEIN. — Influence d'une surface conductrice placée dans la seconde zone lumineuse négative d'un tube de Geissler, p. 32. — Propagation de l'électricité dans le vide, p. 58.

Une surface conductrice reliée à une source électrique spéciale et placée près de l'électrode négative d'un tube de Geissler se comporte, en général, comme un cathode faible.

Si le vide est porté à un tel degré que cette surface soit enveloppée par la deuxième zone lumineuse, on voit se détacher de la

lame conductrice auxiliaire un trait lumineux, qui se dirige d'abord vers le cathode et s'en éloigne ensuite brusquement, en affectant la forme d'une queue de comète.

Ce trait disparaît si la lame auxiliaire sort de la seconde zone. Sa forme est indépendante de la position de l'anode; mais elle varie avec la forme de l'orientation des deux lames voisines. Il augmente d'intensité si l'on unit la lame auxiliaire au cathode, de façon à y amener un faible courant dérivé.

L'auteur s'occupe ensuite des figures régulières que l'on observe sur les électrodes négatives de formes régulières.

Un tube de Geissler a pour électrode négative un fil de platine ou un des fils de charbon des lampes de Swann. On les porte à l'incandescence à l'aide d'un accumulateur, et l'on dirige dans le tube la décharge d'une bobine de Ruhmkorff. Une dérivation peut amener la décharge aux deux boules d'un interrupteur à vis, et l'on fait varier leur distance jusqu'à ce que la décharge traverse le tube vide. La résistance du tube de Geissler, mesurée ainsi, est au moins cent fois plus petite avec les fils incandescents qu'avec les cathodes froids. L'incandescence de l'électrode positive est sans influence et ne facilite pas la production de la décharge, comme le fait celle de l'électrode négative.

I. KLEMENCIC. — Recherches sur les rapports qui existent entre les systèmes de mesures électrostatiques et électromagnétiques, p. 88.

Le courant d'une pile de 9 à 15 daniells charge un condensateur qui se décharge ensuite en traversant le fil d'un galvanomètre. On cherche la déviation permanente qui résulte de ces décharges continuelles, l'arc d'impulsion du galvanomètre sous l'influence du courant direct de la pile, et l'on calcule la capacité du condensateur en mesure électromagnétique. La valeur de cette capacité en mesure électrostatique se déduit de la théorie de M. Kirchhoff.

Dans d'autres expériences, la pile charge le condensateur et agit en même temps, par dérivation, sur l'un des fils d'un galvanomètre différentiel. La décharge du condensateur traverse le second fil; on règle les résistances de façon à n'avoir pas de déviation.

L'auteur donne, pour la valeur de la constante c de Maxwell,

$$3{,}0188 \times 10^{10} \text{ (cm-sec.)}.$$

OLSZEWSKI. — Mesure de la densité et du coefficient de dilatation de l'oxygène liquide, p. 72.

Un petit réservoir de verre ayant pour volume $1^{cc},4$ est rempli d'oxygène liquide, refroidi à $-139°$ par la vaporisation de l'éthylène liquéfié et maintenu à la pression de 40^{atm}. On laisse ensuite l'oxygène reprendre la forme gazeuse, et l'on mesure son volume dans une cloche graduée, ce qui permet d'en calculer le poids.

La densité de l'oxygène liquide a été trouvée égale à 0,8787 à $-139°,13$.

Le coefficient de dilatation $\alpha = \frac{v - v'}{\frac{1}{v}(t - t')}$ est de 0,01706.

L'auteur donne les températures de congélation de certains gaz. Elle est de $-102°$ pour le chlore; l'acide chlorhydrique est solide à $-115°,7$ et il entre en fusion à $-112°,5$.

L'arséniure d'hydrogène se congèle à $-118°,9$ et fond à $-113°,5$; le fluorure de silicium est solide à $-102°$. L'éther éthylique se congèle à $-129°$.

L'alcool méthylique a la consistance de l'huile à $-102°$, celle du beurre à $-115°$; et il passe insensiblement à l'état solide. La solidification est accomplie à $-134°$.

E. MACH. — Photographie instantanée, p. 122.

M. Mach s'est proposé de prendre la photographie instantanée d'une balle de plomb lancée par un fusil et il a réussi.

Une batterie électrique peut être déchargée par la fermeture d'un circuit interrompu deux fois, en deux points différents, A, B, de l'axe d'un objectif. L'un de ces points A est voisin de la lentille; l'autre, B, en est éloigné. Derrière l'objectif se trouve l'appareil photographique.

La balle traverse l'interruption A, ferme un instant le circuit et provoque une étincelle en B. Celle-ci éclaire l'objectif, la plaque sensible, et y détermine une tache noire à la place de la balle. On voit l'image à l'aide d'une loupe.

OPPOLZER. — Mesure de la force de la pesanteur, p. 139.

La longueur du pendule à secondes, déterminée à l'aide d'un

pendule à réversion de Repsold, est fixée provisoirement à $0^m,993825$ pour Vienne (latitude, $48°13'57''$; altitude, 236^m).

E. FLEISCH. — Sur la déformation de la surface de l'onde lumineuse dans un champ magnétique, p. 214.

Une surface sphérique de rayon r placée dans un champ magnétique uniforme se transforme, sous l'influence des forces magnétiques, en deux surfaces reliées ensemble et représentées par la formule

$$\frac{(x^2+y^2)n^2+z^2}{2z^2n^2} \pm \frac{x\sqrt{n^2-1}}{r} + \frac{n^2}{2} = 1.$$

Le centre de l'onde sphérique primitive est l'origine des coordonnées; l'axe des x passe par les pôles de l'aimant; n est une quantité irrationnelle qui mesure une déformation homogène subie par la sphère dans le sens des x.

La double surface est symétrique autour de l'axe des x, et dans le sens géométrique et dans le sens physique.

J.-M. EDER. — Action du spectre solaire sur les sels haloïdes d'argent; accroissement de leur sensibilité dans certaines parties du spectre par l'adjonction de matières colorantes et autres, p. 233.

Le spectre est produit à l'aide d'une lentille de quartz et de l'ensemble de deux prismes de quartz, l'un lévogyre et l'autre dextrogyre.

Les composés d'argent sont des gélatino-chlorures, bromures, iodures ou leurs mélanges.

La place du maximum varie avec la nature du composé.

Si l'on mélange à ces substances sensibles des matières colorantes, on trouve que la position du maximum de sensibilité est indépendante de la nature du sel d'argent. Elle varie avec la matière colorante. La cyanine amène le maximum dans le rouge; l'éosine le rejette dans le jaune; la fluorescéine, dans le vert; le curcuma, le bleu de Berlin agissent faiblement du jaune au rouge, sans accuser de maximum.

La dispersion anomale, la fluorescence, n'ont pas d'influence sensible.

L'extinction de lumière, due à l'accomplissement d'un travail

chimique, peut, dans beaucoup de cas, mesurer la disparition de la lumière, lorsque, subissant une absorption, elle se transforme en chaleur.

IBRAILEAN. — Influence de la pression sur l'aimantation des barreaux de fer ou d'acier, p. 185.

L'influence qu'exerce sur l'aimantation d'un barreau de fer une charge qu'il supporte est, contrairement à ce que dit M. Joule, assez importante pour atteindre, dans certaines circonstances, la valeur de 100 pour 100.

Une première charge n'a aucune influence sur la distance angulaire des molécules magnétiques d'un barreau de fer à leur position d'équilibre.

Si l'on aimante un barreau de fer qui a été chargé et aimanté une seule fois, son magnétisme temporaire, ainsi que son magnétisme permanent, est plus faible que s'il n'avait pas été chargé.

La même règle s'applique à toute espèce de fer ou d'acier. La grandeur de l'influence de la pression sur le magnétisme temporaire décroît, quand on passe du fer doux au fer dur, à l'acier doux et à l'acier trempé.

L'influence est moindre sur le magnétisme permanent.

Le fer fortement chargé se comporte, dans l'aimantation, comme l'acier qui ne supporte aucune charge.

La fonction d'aimantation d'un barreau de fer chargé et ayant l'unité de longueur est à peu près constante, pour des valeurs différentes de la force magnétisante.

Le quotient de la fonction d'aimantation par le diamètre du barreau est un nombre constant.

Sous la même charge, et toutes choses égales d'ailleurs, la perte du magnétisme temporaire du fer due à la charge est inversement proportionnelle au diamètre du barreau et, pour une certaine force magnétisante, proportionnelle à la charge.

L'auteur voit, dans ces résultats, la confirmation de la rotation théorique des molécules magnétiques. E. Gripon.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome IV. — Mars 1885.

H. LAGARDE. — *Recherches photométriques sur le spectre de l'hydrogène (suite)*, p. 289.

BERTHELOT. — *Sur les notations alchimiques*, p. 370.

F.-M. RAOULT. — *Sur le point de congélation des solutions salines*, p. 401.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XIX; mars 1885.

O.-J. LODGE. — *Siège de la force électromotrice dans la pile voltaïque*, p. 153.

ALDER WRIGHT et C. THOMPSON. — *Détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 197.

TOLVER PRESTON. — *Expériences électromagnétiques (suite). Vues diverses de Faraday, Ampère et Weber*, p. 215.

A.-M. WORTHINGTON. — *Sur la théorie du professeur Edlund consistant à admettre que le vide est conducteur de l'électricité*, p. 218.

J. WILSING. — *Application du pendule à la détermination de la densité moyenne de la Terre*, p. 219.

Avril 1885.

WERNER SIEMENS. — *Contributions à la théorie du magnétisme*, p. 237.

O.-J. LODGE. — *Sur le siège de la force électromotrice dans la pile voltaïque*, p. 254.

MISS SARAH MARKE. — *Usages d'une machine à diviser les lignes*, p. 280.

A. MACFARLANE. — *Le spectre logique*, p. 286.

G. HOPKINSON. — *Sur l'électromètre à quadrants*, p. 291.

W.-E. AYRTON et G. PERRY. — *Différence de potentiel la plus économique à employer pour les lampes à incandescence*, p. 304.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXIV, n° 2; 1885.

L. ARONS. — *Mesure de la constante de Verdet en valeur absolue*, p. 161.

F. RICHARZ. — *Formation d'ozone, de bioxyde d'hydrogène et d'acide*

persulfurique dans l'électrolyse de l'acide sulfurique étendu, p. 183.

H. Wild. — *Réponse à quelques remarques de M. F. Kohlrausch*, p. 209.

Lord Rayleigh. — *Sur la méthode de l'amortissement pour l'évaluation de l'ohm*, p. 214.

O. Erhardt. — *Mesure des chaleurs spécifiques et des chaleurs de fusion à haute température*, p. 215.

H. Knoblauch. — *Deux nouveaux procédés pour mesurer l'angle de polarisation des métaux*, p. 258.

Ad. Blümcke. — *Mesure de la chaleur spécifique de l'uranium*, p. 263.

W. Möller. — *Recherche expérimentale de la loi de radiation des corps incandescents*, p. 266.

M. Réthy. — *Remarques sur le Mémoire de M. J. Fröhlich : « Critique de la théorie de la lumière diffractée »*, p. 282.

E. Lommel. — *Observations sur la fluorescence*, p. 288.

H.-J. Osting. — *Note sur les figures de Kundt*, p. 319.

Tome XXIV, n° 3; 1885.

R.-W. Bunsen. — *Sur l'absorption capillaire des gaz*, p. 321.

G. Quincke. — *Recherches électriques*, p. 347.

O. Lummer. — *Sur la théorie et la forme de courbes d'interférence nouvellement observées*, p. 417.

G. Christiansen. — *Recherches sur les propriétés optiques des corps finement divisés*, p. 439.

W. Möller. — *Sur le photomètre de Wild*, p. 446.

E.-L. Natanson. — *Sur la dissociation de l'acide hypoazotique*, p. 454.

M. Thiesen. — *Sur l'équation caractéristique des corps* (Zustandsgleichung), p. 467.

L. Pfaundler. — *Action de l'acide carbonique fortement comprimé sur le verre, sous l'influence de la lumière*, p. 493.

W. Voigt. — *Réponse à la remarque de M. Wüllner relative aux observations de M. Jamin sur la réflexion métallique*, p. 495.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DES SUBSTANCES ISOLANTES;

PAR M. G. FOUSSEREAU.

INTRODUCTION.

L'objet de ce travail est la détermination des résistances spécifiques d'un certain nombre de substances isolantes ou médiocrement conductrices, et l'étude des principales circonstances capables de faire varier ces résistances. Celles que j'ai eu à mesurer sont comprises entre 1 ohm et 10^{16} ohms environ. J'ai donc dû me préoccuper avant tout de rechercher les méthodes qui peuvent être appliquées à l'étude des résistances des divers ordres de grandeur. L'exposition de ces méthodes, la discussion de leurs avantages et des causes d'erreur qu'elles entraînent, la détermination des limites qu'on doit assigner à leur usage, et enfin la description des appareils divers, dont elles comportent l'emploi suivant la nature des corps étudiés, feront l'objet de la première Partie de cet exposé. La deuxième Partie sera consacrée à l'examen des résultats et à des conclusions qu'on en peut tirer. Outre les verres qui ont déjà fait l'objet d'un premier Mémoire [1], ces résultats s'étendent au soufre et au phosphore, à l'eau à l'état liquide et à l'état solide, aux sels anhydres sous les mêmes états et à la porcelaine.

PREMIÈRE PARTIE.

EXPOSITION DES MÉTHODES.

§ Ier. — Résistances spécifiques de corps liquides comprises entre 1 et 10^4 ohms.

Quand on a affaire à des résistances relativement faibles, il est avantageux de ramener leur mesure à une comparaison de différences de potentiel. On évite ainsi le développement de la polari-

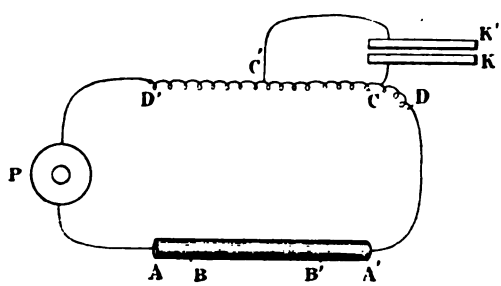
---

[1] FOUSSEREAU, *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 254; 1883.

sation qui constitue le principal obstacle à l'exactitude des résultats dans les méthodes basées sur la mesure de l'intensité des courants.

M. Lippmann (¹) a fait connaître une excellente méthode électrométrique, dont j'ai appliqué le principe à l'étude des liquides de résistance faible ou médiocre, en modifiant la disposition donnée à l'expérience, suivant la grandeur des quantités mesurées. Cette méthode consiste à introduire dans le courant d'un élément Daniell une colonne du liquide étudié AA′ (*fig.* 1) et une résistance métallique graduée DD′. La différence de potentiel entre des dérivations prises en deux points du liquide B et B′ peut ensuite être

Fig. 1.



comparée à celle qui se développe entre deux points C et C′ du fil métallique.

Soient a et a' les différences électriques C|C′ et B|B′ (²), r et r' les résistances des portions de conducteurs CC′ et BB′ interposées entre les points de dérivation. L'intensité i du courant étant la même dans tout le circuit, on a

$$i = \frac{a}{r} = \frac{a'}{r'}.$$

En particulier, si l'on fait en sorte que les différences a et a' soient égales, on aura rendu égales les résistances r et r'. Toutes

(¹) Lippmann, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIII, p. 192, 1876.

(²) Pour abréger le langage, nous représentons la différence de potentiel entre C et C′ par la notation C | C′, bien que cette notation ne soit usitée ordinairement que pour les forces électromotrices de contact.

les fois que cette égalisation sera possible, c'est-à-dire quand on pourra opérer sur des colonnes liquides dont la résistance totale ne dépasse pas celle des étalons de 100000 ohms qu'on trouve dans le commerce, il sera avantageux, à tous les points de vue, d'opérer sur des résistances égales. Pour constater cette égalité, on interpose entre les dérivations C et C′ un circuit comprenant une force électromotrice auxiliaire b égale et contraire à a. Un électromètre introduit dans ce circuit permet de reconnaître l'exactitude de la compensation. Par le jeu d'un commutateur, on interpose ensuite le même circuit secondaire entre les dérivations B et B′. L'électromètre doit demeurer au zéro si les différences a et a' sont égales.

Je me suis servi dans ces expériences de l'électromètre Lippmann, qui présente le double avantage de donner des indications instantanées et d'être sensible à $\frac{1^{\text{volt}}}{10000}$.

Le liquide était contenu dans des tubes de verre horizontaux communiquant par des ouvertures très étroites avec quatre branches verticales de même diamètre, dans le liquide desquelles plongeaient autant de lames de platine (¹). Les branches extrêmes servaient à faire passer le courant; les branches du milieu constituaient les dérivations. La base de l'appareil était immergée, jusqu'à un niveau plus élevé que celui du liquide intérieur, dans un bain qu'en formait ordinairement la substance même soumise à l'expérience, afin de n'être pas gêné par les changements d'état du liquide extérieur.

La résistance mesurée était celle d'une colonne liquide cylindrique ayant pour base la section s du tube, et pour hauteur la distance l des deux orifices capillaires B et B′. Je me suis assuré par l'expérience que les surfaces équipotentielles ne diffèrent pas d'une manière appréciable des sections droites du cylindre. La résistance spécifique était donc obtenue en multipliant par $\frac{s}{l}$ la résistance mesurée.

En sortant du liquide, le courant traverse des étalons de résistance atteignant jusqu'à 110000 ohms. La force électromotrice

(¹) Cet appareil a été construit par M. Alvergniat.

auxiliaire b destinée à tenir successivement en équilibre les différences électriques a et a', est fournie par l'interposition dans le circuit secondaire d'un condensateur chargé KK′ (*fig.* 1). Les dérivations C et C′ sont respectivement mises en communication avec les armatures K et K′ qui prennent spontanément une différence de potentiel égale à a, puis maintiennent en équilibre électrique les conducteurs CK, C′K′, constituant le circuit secondaire. On intercale alors sur l'un de ces conducteurs CK un électromètre Lippmann qui demeure au zéro, puisque ses deux mercures sont ainsi reliés aux points C et K, dont le potentiel est le même. On substitue enfin les dérivations B, B′ aux dérivations C, C′. L'électromètre doit rester au zéro si la différence électrique a' est égale à la différence a. Si cette condition n'est pas réalisée, il se produit dans le circuit secondaire un courant qui modifie l'état électrique dans le condensateur et dans l'électromètre. Mais, grâce à la présence du condensateur, la quantité d'électricité ainsi transmise est limitée, et l'on ne court pas le risque de produire un courant continu qui polariserait les électrodes B et B′, si le pont de l'électromètre était fermé.

La *fig.* 2 représente cette disposition.

Le condensateur avait une capacité de 1 microfarad; celle de l'électromètre valait au plus $0^{m},24$. Ces deux capacités déjà faibles par elles-mêmes, étant en outre disposées en série, il ne fallait qu'une très petite quantité d'électricité pour produire l'équilibre dans le circuit secondaire. On n'avait donc pas à craindre de communiquer aux électrodes B et B′ une polarisation sensible. Les surfaces immergées de ces électrodes atteignaient en effet de 3^{cq} à 5^{cq}. Or, d'après les expériences de M. Blondlot [1], la capacité initiale d'une lame de platine dans l'eau varie entre 31^{mf} et $7^{mf},8$ par centimètre carré. Je me suis toujours placé dans les conditions les plus favorables en faisant rougir ces lames avant chaque série d'expériences. En admettant cependant que la capacité des lames dans les liquides où elles plongent soit de l'ordre de grandeur du plus petit de ces nombres, on trouve encore pour 3^{cq} une capacité minima de 23^{mf}, c'est-à-dire plus de cent

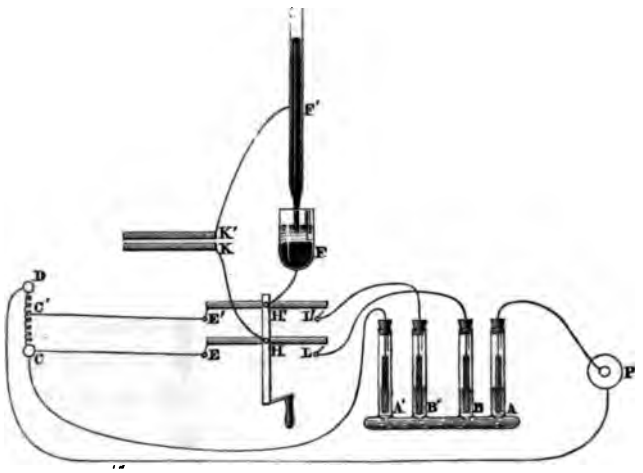
---

[1] Blondlot, *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 444; 1881.

fois la capacité du système formé par le condensateur et l'électromètre (¹).

Pour avoir des températures plus uniformes et mieux déterminées, on opérait au moment des maxima de température après

Fig. 2.



P, pile;
ABB'A', tube contenant le liquide;
CD, boîte de résistances métalliques.
Le courant suit le trajet PAA'CDP.
EE'HH'LL', commutateur à bascule de M. Blondlot, permettant de faire communiquer les points H et H' reliés au condensateur et à l'électromètre, soit avec les points L et L' reliés à la colonne liquide en B et B', soit avec les points E et E' reliés en C, C' à la résistance métallique;
KK', condensateur;
FF', électromètre.

l'extinction du fourneau. Toutefois, pour éliminer sûrement les petites erreurs qui pouvaient encore résulter d'une légère inégalité entre les températures des électrodes B et B', on recommençait l'expérience en renversant le sens du courant et l'on prenait la moyenne des deux résultats.

(¹) La capacité de ce système est donnée par la formule

$$\frac{1}{x} = 1 + \frac{1}{0,24}.$$

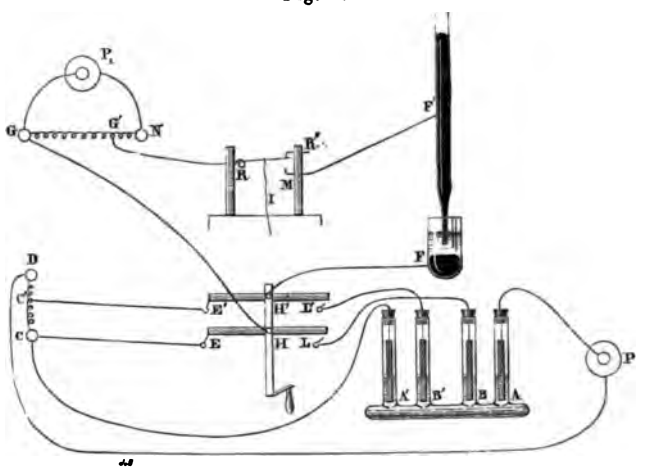
Sa valeur est $x = 0^{mf},194$.

§ II. — Résistances spécifiques de corps liquides comprises entre 10^4 et 10^6 ohms.

Quand les résistances des colonnes liquides observées dépassent notablement 100000 ohms, on ne peut plus les opposer directement aux résistances métalliques servant d'étalons. Il faut alors opérer sur des résistances inégales et déterminer leur rapport.

J'ai employé dans ce cas une disposition expérimentale représentée par la *fig.* 3. Le courant principal suit, comme précédem-

Fig. 3.



ment, le circuit PAA'CDP. Les points de dérivation sont pris en B, B' et C, C'. Aux différences de potentiel développées entre ces points, on oppose successivement à travers l'électromètre des différences égales et contraires. Pour cela, on fait passer le courant d'une seconde pile P_1 dans un rhéostat GN. On peut choisir sur ce nouveau circuit deux points G, G', tels que leur différence électrique soit égale à la différence $C|C' = a$. On détermine de même la différence $B|B' = a'$, et l'on applique la formule

$$\frac{r'}{r} = \frac{a'}{a}.$$

On a intercalé dans le circuit secondaire, entre l'électromètre et le point G', un interrupteur RM. Cet organe est nécessaire pour

éviter le passage d'un courant continu dans les lames de dérivation B, B' avant l'ouverture du pont de l'électromètre. Sans cette précaution, ces lames pourraient être polarisées à chaque essai de compensation.

Pour faire une expérience, on mesure la force électromotrice a_1 qui fait équilibre à C|C'. On mesure de même la différence B|B' $= a'$. Enfin on compense de nouveau C|C' par une nouvelle force électromotrice a_2, généralement un peu inférieure à a_1, à cause des progrès de la polarisation aux électrodes principales A et A'. On considère la moyenne

$$\frac{a_1 + a_2}{2} = a$$

comme comparable à la différence a'. On recommence enfin les expériences précédentes en renversant le sens des deux piles P et P_1. On obtient deux nouveaux résultats b et b'. Désignons par r' et r les résistances comparées, par A la force électromotrice thermo-électrique qu'il s'agit d'éliminer, par i et j les intensités du courant principal avant et après le renversement de la pile. Les relations

$$a = ir, \quad a' = ir' + A,$$
$$b = jr, \quad b' = jr' - A$$

donnent, pour le rapport des résistances,

$$\frac{r'}{r} = \frac{a' + b'}{a + b}.$$

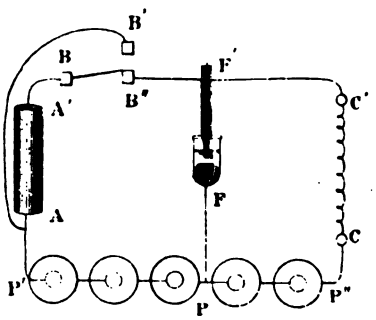
Quand la résistance de la colonne liquide observée était trop grande pour être comparée avantageusement à l'étalon métallique de 100,000 ohms, on employait comme terme de comparaison la résistance d'un trait de crayon tracé sur une plaque d'ébonite. Cette résistance pouvait être considérée comme fixe pendant la durée d'une série d'expériences.

Elle était préalablement comparée elle-même à une résistance métallique. J'ai employé plusieurs résistances de cette nature comprises entre 2 et 23 mégohms. Il est facile d'en obtenir de plus grandes encore.

§ III. — Résistances spécifiques de corps solides ou liquides inférieures à 10^{10} ohms.

L'étude des corps solides n'est pas généralement compatible avec l'emploi des tubes à communications capillaires. Ces appareils se rompent sous l'influence des changements de volume que prennent les corps solides quand on fait varier leur température. Il est donc nécessaire d'adopter une autre méthode de mesure. Remarquons, d'autre part, que la résistance des solides est beaucoup plus grande que celle des liquides correspondants. On peut donc faire

Fig. 4.



passer à travers ces corps des courants de faible durée sans développer une électrolyse sensible. Cette circonstance permet d'employer de grandes forces électromotrices, en présence desquelles la polarisation, lente à se développer dans ces conditions, sera négligeable. La méthode dont j'ai fait usage pour ces corps repose sur le principe suivant :

Soit PAA'BB''C'CP'' (*fig.* 4) un circuit comprenant une pile de plusieurs éléments. Supposons qu'on relie par l'intermédiaire d'un électromètre deux points P et F' du circuit, pris l'un à l'intérieur, l'autre à l'extérieur de la pile. Si les potentiels de ces deux points sont égaux, l'électromètre demeurera en équilibre, au zéro. Cette condition étant réalisée, les deux branches PAA'F' et F' C'CP du circuit seront parcourues par des courants de même intensité.

Soient

AA' $= r'$ et CC' $= r$ les deux résistances à comparer que l'on a disposées respectivement dans les deux branches du circuit, les

conducteurs de raccord n'ayant que des résistances négligeables;

n' et n les nombres d'éléments de pile compris dans chaque branche;

e la force électromotrice et a la résistance de chaque élément.

Cette dernière quantité peut être regardée comme identique pour tous les éléments, parce qu'elle n'intervient que dans une correction très faible.

La différence électrique étant rendue nulle entre P et F', on aura

$$i = \frac{ne}{r + na} = \frac{n'e}{r' + n'a},$$

d'où

$$\frac{r'}{r} = \frac{n'}{n}.$$

La première branche comprenait, outre la résistance AA' à mesurer, un interrupteur BB'B''. Dans la seconde branche était disposée une résistance métallique CC' variable à volonté.

L'interrupteur est destiné à empêcher le passage continu du courant dans l'électrolyte AA' et la polarisation qui en serait l'effet. Quand il est au repos, il établit une communication métallique entre les électrodes A et A'. On ne fait passer le courant dans l'électrolyte que pendant le temps nécessaire à la lecture de l'électromètre.

La substance à étudier présentait la forme d'un cylindre creux. Elle était limitée intérieurement et extérieurement par des électrodes concentriques A et A' (*fig.* 6), en platine, zinc ou cuivre, en haut par la surface libre et en bas par la surface plane d'un disque en porcelaine, qui occupait le fond de l'éprouvette de verre destinée à contenir l'électrolyte. Les bords inférieurs des électrodes reposaient sur ce disque dont la résistance peut être regardée comme infinie par rapport à celle des corps étudiés.

Désignons par ρ_1 et ρ_2 les rayons de base de l'électrode intérieure et de l'électrode extérieure, et par h la hauteur de l'électrolyte. La résistance spécifique k sera

$$k = \frac{2\pi h}{\log \text{nép} \frac{\rho_2}{\rho_1}} r'.$$

En appliquant les formules dues à M. Blavier [1] pour la résistance d'une masse comprise entre deux cylindres excentriques, je me suis assuré que dans les conditions de mes expériences l'excentricité accidentelle des électrodes ne pouvait produire que des erreurs inférieures à $\frac{1}{230}$ de la quantité mesurée.

Cette disposition présente le double avantage d'éliminer les erreurs tenant à la conductibilité des enveloppes et de ramener la mesure de la résistance spécifique à celle d'une résistance beaucoup plus faible, en rapport simple avec la quantité cherchée, tout en faisant occuper à l'électrolyte un volume restreint compatible avec le maintien d'une température uniforme.

La partie inférieure de l'appareil plongeait jusqu'à un niveau notablement supérieur à celui de l'électrolyte dans un bain d'huile ou d'un autre liquide convenablement choisi, qu'on pouvait lui-même entourer d'un bain de sable chauffé sur un fourneau à gaz. Les expériences ont été faites de préférence après l'extinction du fourneau, pendant la période du refroidissement qu'on ralentissait en entourant l'appareil d'écrans métalliques.

Quand on pouvait craindre l'altération de la substance étudiée par l'humidité atmosphérique, on bouchait l'éprouvette; on faisait passer les fils conducteurs par des tubes de verre étroits autour desquels étaient disposés des fragments de chaux vive. Enfin l'éprouvette pouvait elle-même être contenue dans une cloche cylindrique contenant des matières desséchantes.

Pour le phosphore solide, on opérait dans une éprouvette traversée constamment par un courant d'acide carbonique.

Pour le phosphore liquide dont la résistance est assez grande pour permettre l'emploi de cette méthode et qui se prête mal à l'usage du tube à quatre branches, à cause de la difficulté de son maniement, on opérait dans un tube en U (*fig.* 5), dans les deux branches duquel on amenait de l'acide carbonique. On mesurait la résistance de la colonne liquide BB′ comprise entre deux électrodes de platine qui occupaient des sections droites du tube. Je me suis assuré par le calcul que la résistance du fragment de tore ainsi obtenu peut être pratiquement assimilée à celle d'un cylindre

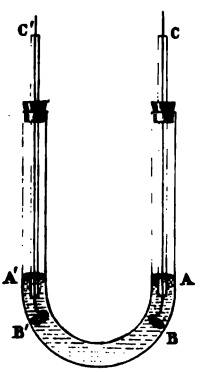
---

[1] Blavier, *Journal de Physique*, 1re série, t. III, p. 115.

de même section droite, dont l'axe aurait pour longueur celle de la ligne moyenne du tore.

Quand les résistances à mesurer sont trop grandes pour qu'on puisse les comparer directement avec précision aux étalons métalliques, on emploie une résistance de graphite comme terme de comparaison. Mais, comme cette résistance ne peut être commodément graduée, on modifie la disposition de manière à rendre variable à volonté la force électromotrice qui agit sur elle. La *fig.* 6 représente cette disposition nouvelle.

Fig. 5.



Le circuit PP″ se ferme par une résistance métallique CC′. Un point C″ de ce conducteur est mis en communication avec l'électromètre par l'intermédiaire de la résistance de graphite DD′. Représentons encore par r et r' les résistances DD′ et AA′ que l'on compare. Soient

r_1 et r_2 les résistances CC″ et C′C″;

I l'intensité du courant dans le conducteur PP′ABF′ qui est la même dans le conducteur F′D′DC″.

i_1 et i_2 les intensités dans les conducteurs PC′C″ et PP″C′C″.

L'électromètre demeurant en équilibre, les potentiels sont égaux en F′ et en P. Exprimons cette condition : 1° pour le conducteur PABF′; 2° pour le conducteur PCC″DF′; 3° pour le conducteur PP″C′C″DF′. Nous aurons les trois équations

$$\text{(1)} \qquad \mathrm{I}(r' + n'a) = n'e,$$

$$\text{(2)} \qquad i_1 r_1 + \mathrm{I} r = 0,$$

$$\text{(3)} \qquad i_2(r_2 + na) + \mathrm{I} r = ne.$$

Exprimons, d'autre part, que la somme algébrique des intensités est nulle autour du point C''. On a

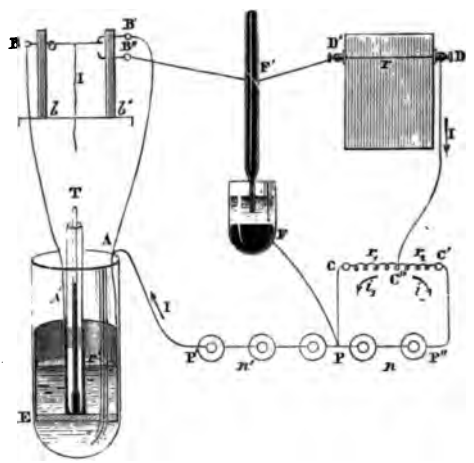
$$(4) \qquad I = i_1 + i_2.$$

En éliminant entre ces quatre équations les intensités I, i_1 et i_2, on obtient

$$r' = \frac{n'}{n}\left[\frac{r}{r_1}(r_1 + r_2 + na) + r_2\right].$$

Avant chaque série d'expériences, on déterminait les valeurs de

Fig. 6.



r et de a, en comparant ces résistances avec un étalon métallique gradué. La résistance na de la pile PP'' n'a jamais atteint la centième partie du terme $r_1 + r_2 + na$. La résistance r_2 avait une valeur fixe de 50000 ohms, et l'on faisait varier r_1 suivant les besoins de l'expérience. La pile était formée d'éléments Daniell bien isolés au moyen de supports à pieds de verre.

§ IV. — Résistances spécifiques de corps solides ou liquides supérieures à 10^{10} ohms.

Quand on se propose de déterminer de très grandes résistances, on ne peut plus employer avec avantage les méthodes basées sur

la comparaison des potentiels aux divers points des circuits comprenant ces résistances. Les indications de l'électromètre deviennent alors paresseuses, parce que la charge nécessaire pour que les deux mercures prennent une certaine différence électrique n'est fournie que très lentement à travers une grande résistance.

Supposons en particulier que l'électromètre soit relié à des conducteurs tendant à développer entre les deux mercures une différence de $\frac{1^{\text{volt}}}{100}$. Soit 10^{10} ohms la résistance interposée. La quantité d'électricité transmise dans le temps t à l'électromètre sera en coulombs

$$\frac{1}{100 \times 10^{10}} \times t.$$

La capacité de l'électromètre est environ $\frac{1^{\text{mf}}}{4}$. Cet instrument est capable d'accuser une différence de potentiel de 10^{-4} volts.

Il faut pour la développer une charge

$$\frac{10^{-6}}{4} 10^{-4}.$$

En égalant ces deux quantités, on trouve pour le temps t nécessaire

$$t = 100 \times 10^{10} \times \frac{10^{-6}}{4} \times 10^{-4} = 25^{s}.$$

Chaque essai de compensation entre les potentiels comparés exigerait donc un temps incompatible avec la bonne marche des expériences. On ne peut guère poursuivre l'emploi des méthodes de ce genre que jusqu'à une résistance spécifique de 10^{10} ohms, qui permet l'emploi d'une résistance effective vingt fois plus petite.

Pour l'étude des grandes résistances, j'ai employé une méthode qui repose sur la mesure du temps nécessaire à la transmission d'une quantité donnée d'électricité à travers la résistance étudiée, sous l'influence d'une force électromotrice connue. Pour apprécier la quantité d'électricité transmise, on la recueille dans un condensateur de capacité connue, qu'on laisse se charger dans chaque expérience jusqu'à une même différence de potentiel. Le détail de cette méthode a été exposé précédemment à propos de mes re-

cherches sur la résistance des verres ([1]). Les corps étudiés étaient encore disposés en masses cylindriques creuses.

Cette méthode ne convient elle-même qu'aux grandes résistances; avec les résistances médiocres la charge serait trop rapide pour que la durée soit mesurée avec précision. La limite inférieure des résistances spécifiques commodément mesurables de cette manière est environ 5×10^9 ohms. On peut alors expérimenter sur une résistance effective dix fois plus petite, soit 5×10^8 ohms. La capacité réceptrice employée ayant été $1^m,09$, on déduit aisément de ces données qu'une force électromotrice de 3 volts développera entre les armatures une différence électrique de $0^{volt},03$ au bout de $5^s,45$, durée qui peut encore être mesurée assez exactement.

La limite supérieure de l'emploi de cette méthode correspond sensiblement à une résistance spécifique de 10^{17} ohms. On peut alors ramener la résistance effective à 10^{15} ohms et la capacité réceptrice à $0^{mf},3$. Si, dans ces conditions, on emploie une force électromotrice de 500^{volts}, il faudra, pour communiquer à l'électromètre une différence de $0^{volt},001$, un temps égal à $600^s = 10^m$. Mes expériences sont toutes demeurées notablement en deçà de cette limite.

DEUXIÈME PARTIE.

EXPOSITION DES RÉSULTATS.

§ Ier. — Soufre et Phosphore.

Aucune recherche ne paraît avoir été faite encore sur les résistances du soufre et du phosphore ordinaire. Matthiessen ([2]) a seulement étudié le phosphore rouge dont la résistance serait faible.

1° *Soufre liquide.* — Pour éviter les perturbations dues à la présence du sulfure de carbone, j'ai employé du soufre octaédrique naturel que je dois à l'obligeance de M. Munier, directeur-adjoint du Laboratoire de Géologie de la Sorbonne.

([1]) Foussereau, *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 254; 1883.
([2]) Matthiessen, *Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 428; 1858.

Le soufre primitivement octaédrique se comporte d'une manière très différente à l'état liquide, suivant qu'on le maintient à des températures inférieures à 150° ou qu'on lui fait franchir cette limite.

A. *Soufre n'ayant pas dépassé* 150°. — Le soufre liquide primitivement octaédrique prend entre 110° et 150° des résistances décroissantes quand la température s'élève. A une même température, ces résistances deviennent de plus en plus faibles, quand on fait cristalliser le soufre sous la forme prismatique et qu'on le fond de nouveau. Elles tendent vers des valeurs à peu près deux fois plus faibles que les résistances primitives, comme le montrent les nombres suivants empruntés à quatre séries d'expériences faites sur le même échantillon, qu'on a laissé cristalliser entre chacune d'elles sous la forme prismatique.

TABLEAU I.

	Températures			
	147°,5.	135°.	120°.	112°,5.
	ohms.			
1re série a_1 (12 mai 1883)...	$2,27 \times 10^{10}$	3,98	9,18	14,6
2me série a_2 (12 mai 1883)..	1,88	3,15	6,25	8,71
Rapport $\frac{a_2}{a_1}$.....	0,828	0,791	0,681	0,597
3e série a_3 (14 mai 1883)...	1,71	2,80	4,95	7,16
Rapport $\frac{a_3}{a_1}$.....	0,753	0,704	0,539	0,490
4e série a_4 (15 mai 1883)...	1,73	2,69	4,81	7,06
Rapport $\frac{a_4}{a_1}$.....	0,762	0,676	0,524	0,484

Ainsi, le soufre primitivement octaédrique conserve encore, en cristallisant sous la forme prismatique, quelque chose de ses propriétés primitives. C'est seulement après des cristallisations répétées que ce corps prend une nouvelle constitution bien définie. M. Gernez (1), en étudiant la durée de solidification du soufre surfondu et la surchauffe cristalline de ce corps, a reconnu aussi que

(1) GERNEZ, *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 58 et 286; 1884.

le soufre octaédrique ne prend pas, en cristallisant, une seule fois sous la forme prismatique, son état définitif à ces deux points de vue. Ces phénomènes de nature différente concourent donc à établir que la constitution moléculaire du soufre est modifiée progressivement par une série de cristallisations.

B. *Soufre porté au-dessus de* 150°. — On sait qu'à partir de cette température le soufre éprouve des changements de consistance et de coloration caractérisant l'apparition des variétés connues sous les noms de *soufre insoluble* et de *soufre mou*. Ces changements se manifestent par une interruption dans la marche descendante des résistances, à mesure que la température s'élève. La résistance passe par un minimum un peu au-dessus de 150° et va ensuite en croissant jusqu'à une température comprise entre 168° et 182°, à laquelle elle prend une valeur maxima de deux à quarante fois plus grande que sa valeur à 150°. Enfin elle reprend sa marche décroissante.

Le changement moléculaire qui produit cet accroissement de résistance s'effectue d'une manière lente et progressive, car le phénomène est d'autant plus accentué que l'échauffement a été plus lent et plus prolongé. Ainsi, dans deux expériences, la première faite rapidement, la seconde beaucoup plus lentement, le soufre a présenté les résistances suivantes :

TABLEAU II.

	Première expérience.		Seconde expérience.	
Minimum.....	$1,81 \times 10^{10}$	à 152°,5	$1,95 \times 10^{10}$	à 150°
Maximum.....	4,94	à 170°	8,33	à 180°
A 200°.....	3,12		7,30	
A 250°.....	1,55		»	

Le soufre de la dernière expérience, maintenu à la température 200°, a pris :

Au bout de 1 heure, la résistance..... $13,4 \times 10^{10}$
Au bout de 2 heures, la résistance.... $24,1 \times 10^{10}$

Quand on laisse refroidir le soufre ainsi chauffé, sa résistance repasse par les mêmes alternatives, c'est-à-dire que le soufre modifié revient à l'état primitif. Mais ce retour des propriétés

primitives n'est jamais complet; il est peu sensible quand le refroidissement est rapide, plus accentué s'il est lent. Le soufre chauffé au-dessus de 150°, puis ramené au-dessous de cette température, conserve toujours en définitive des résistances plus grandes que celles qu'il avait avant son échauffement. Dans une des expériences qui suivent elles sont devenues jusqu'à dix-sept fois plus grandes. La comparaison de ces résistances montre que le soufre modifié s'accumule de plus en plus à mesure que l'on répète l'application des températures élevées.

Le Tableau suivant fait connaître les résistances prises par un échantillon de soufre chauffé successivement à des températures de plus en plus élevées, puis ramené après chaque expérience au-dessous de 150°. Cet échantillon est celui qui avait déjà servi aux expériences du Tableau I. La deuxième colonne a_4 reproduit les nombres de la quatrième série du Tableau I.

TABLEAU III.

	Températures			
	147°5.	135°.	120°.	115°.
4e série a_4 (15 mai 1883).	$1,73 \times 10^{10}$	2,69	4,81	6,17
5e série a_5 (15 mai 1883).	2,37	4,16	10,9	14,3
Rapport $\frac{a_5}{a_4}$	1,37	1,55	2,27	2,32
6e série a_6 (15 mai 1883).	3,89	6,81	14,5	19,9
Rapport $\frac{a_6}{a_4}$	2,25	2,53	3,01	3,23
7e série a_7 (16 mai 1883).	18,0	22,1	36,0	43,0
Rapport $\frac{a_7}{a_4}$	10,4	8,22	7,48	6,97
8e série a_8 (16 mai 1883).	26,5	33,1	53,0	66,9
Rapport $\frac{a_8}{a_4}$	15,3	12,3	11,0	10,8
9e série a_9 (19 mai 1883).	29,2	44,2	73,5	92,8
Rapport $\frac{a_9}{a_4}$	16,9	16,4	15,3	15,0

2° *Soufre solide.* — Un échantillon de soufre neuf ayant été fondu, puis solidifié en prismes, j'ai observé qu'aussitôt après la solidification la résistance devient soixante-dix-huit fois plus grande. Elle continue ensuite à croître très rapidement, quand la

température s'abaisse et au-dessous de 69°, elle devient difficile à mesurer. Les résultats de cette expérience sont consignés dans le Tableau suivant:

TABLEAU IV.

Températures.	Résistances.
112,1	$7,39 \times 10^{12}$
110,8	13,5
107,0	25,2
99,7	65,0
92,0	105,0
77,0	1210,0
69,0	3930,0

A la température ordinaire, le soufre récemment solidifié a paru parfaitement isolant. Mais, après vingt-quatre heures, le même soufre abandonné à lui-même s'était partiellement dévitrifié en quittant la forme prismatique, et il avait repris à la température ordinaire une résistance mesurable, 1170×10^{12}. Au bout de deux jours cette résistance était devenue 705×10^{12}. Elle ne subit plus ensuite que de faibles variations.

Cette réapparition de la conductibilité pouvant être due à une moindre résistance de la forme octaédrique, je disposai un cristal plat de cette dernière forme entre deux lames de zinc enduites de mercure pour établir le contact, et j'essayai sans succès de faire passer dans ce cristal le courant d'une pile de 200 éléments Volta. Le soufre octaédrique chauffé dans ces conditions ne manifeste une conductibilité qu'à une température peu inférieure à celle de la fusion. La réapparition de la conductibilité dans le soufre dévitrifié paraît donc liée à la structure grenue que prend alors le soufre.

J'ai constaté aussi dans l'étude des sels que la structure grenue, confusément cristalline, se montre plus favorable au passage de l'électricité que la disposition en cristaux massifs.

Quand on opère sur du soufre fortement chargé de soufre mou, l'accroissement brusque de résistance dû à la solidification devient beaucoup moins sensible. Une masse de soufre non chauffée dans un cylindre de zinc, puis refroidie brusquement par immersion dans une masse d'eau froide a donné immédiatement après cette opération

$$13,0 \times 10^{12} \text{ à } 86° \quad \text{et} \quad 314 \times 10^{12} \text{ à } 47°,$$

Ce même soufre fondu plusieurs fois se rapproche peu à peu des propriétés du soufre cristallisable, mais sans les atteindre.

Abandonné à lui-même à la température ordinaire, il ne manifeste pas le retour de la conductibilité que je viens de signaler dans le soufre prismatique.

3° *Phosphore ordinaire.* — Le phosphore ordinaire liquide conserve la même constitution jusqu'au-dessus de 100°. Il ne présente pas les mêmes complications que le soufre. Sa résistance qui est de l'ordre des cent-millièmes par rapport à celle du soufre liquide peut être observée facilement jusqu'à 25° quand on le maintient en surfusion. Les résultats sont consignés dans le Tableau suivant :

TABLEAU V.

Températures.	Résistances.
25°	$2,30 \times 10^5$
30	2,06
40	1,61
50	1,33
60	1,10
70	0,848
80	0,652
90	0,489
100	0,346

L'addition d'une faible quantité d'eau a rendu la résistance soixante-cinq fois plus petite.

Le phosphore devient environ dix mille fois plus résistant par sa solidification. Les résistances du phosphore solide sont en conséquence du même ordre que celles du soufre liquide. Elles sont données par le Tableau suivant :

TABLEAU VI.

Températures.	Résistances.
11°	$10,5 \times 10^{10}$
15	8,40
22	5,98
29	4,03
34	2,84
42	1,56

§ II. — De l'eau.

1° *Historique.* — La recherche de la résistance de l'eau distillée rencontre deux difficultés très graves, capables d'altérer les résultats dans une proportion quelconque. La première est la présence de traces de matières étrangères qui diminuent la résistance au point d'en changer complètement l'ordre de grandeur; la seconde est le développement de la polarisation des électrodes quand on opère avec des courants qui les traversent. Cette seconde cause d'erreur augmente en apparence la résistance mesurée. Aussi les divers auteurs qui se sont occupés de cette question ont-ils trouvé des résultats très différents les uns des autres.

Nous citerons parmi les travaux entrepris sur la résistance de l'eau ceux de MM. Pouillet (1), Ed. Becquerel (2), Magnus (3), Quincke (4), Naccari et Bellati (5), Oberbeck (6), Herwig (7), Ayrton et Perry (8). La polarisation est intervenue dans les résultats de ces diverses recherches comme cause d'erreur plus ou moins grave.

M. Kohlrausch (9) a cherché à en atténuer les effets en employant des courants alternatifs. On peut diminuer ainsi l'action de cette cause d'erreur; mais il est certain qu'elle ne disparaît pas complètement, et il est difficile d'évaluer l'influence qu'elle conserve.

M. Kohlrausch a constaté que l'eau prend des résistances variables avec la nature des vases où on la distille et avec les matières qu'on y ajoute même en quantité très faible avant ou après la distillation. Il a aussi reconnu que le séjour de l'eau dans le verre augmente sa conductibilité.

Dans des expériences récentes (10) exécutées sur de l'eau dis-

---

(1) Pouillet, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. IV, p. 785; 1837.

(2) Ed. Becquerel, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. XVII, p. 267; 1846.

(3) Magnus, *Berliner Monatsberichte*, p. 72; 1861.

(4) Quincke, *Pogg. Ann.*, t. CXLIV, p. 21; 1871.

(5) Naccari et Bellati, *Voir* Rosseti, *Atti del Ist. Veneto*, 4e série, t. III, p. 2159; 1873-74.

(6) Oberbeck, *Pogg. Ann.*, t. CLV, p. 595; 1875.

(7) Herwig, *Pogg. Ann.*, t. CLIX, p. 61; 1876.

(8) Ayrton et Perry, *Phil. Mag.*, t. IV, p. 114; 1877 et t. V, p. 43; 1878.

(9) Kohlrausch, *Pogg. Ann.*, Ergänzungsbd., t. VIII, p. 1; 1878.

(10) Kohlrausch, *Berichte der Akad. der Wissenschaften zu Berlin*, 23 octobre 1884.

tillée dans le vide, M. Kohlrausch a trouvé une résistance de $3,77 \times 10^6$ ohms à 8°. Ce chiffre est le plus élevé qui ait été obtenu. Mais cette opération a été faite dans des vases de verre où l'eau a été chauffée pendant un quart d'heure jusqu'à des températures comprises entre 30° et 45°. A ces températures elle dissout rapidement les sels de verre et les entraîne en partie dans la distillation. D'autre part, M. Kohlrausch n'a pas employé, dans ces dernières expériences, la méthode des courants alternatifs, et il s'est servi de faibles forces électromotrices. La polarisation a donc apporté dans les résultats une perturbation dont on ne peut apprécier l'importance. Ajoutons que la résistance de la même eau aurait diminué au bout de cinq minutes dans le rapport de 2 à 1 environ.

2° *Résistance de l'eau à l'état liquide.* — J'ai entrepris d'étudier la conductibilité de l'eau par une méthode entièrement soustraite à l'action de la polarisation. Cette méthode est celle que j'ai décrite dans la première partie de ce travail, au § II, p. 4; j'ai étudié d'abord des eaux distillées de diverses provenances. Elles m'ont donné des résultats variant dans le rapport de 1 à 6. La plus isolante a été une eau fournie par la maison Billault, dont la résistance atteignait la valeur

$$7,034 \times 10^5 \text{ ohms à } 15°,5.$$

Cette résistance est la plus grande que j'aie obtenue; elle ne représente sans doute qu'un minimum, car il résulte, tant de mes expériences que de celles de M. Bouty sur un grand nombre de substances, que l'addition à l'eau d'un corps quelconque en petite quantité augmente toujours sa conductibilité. L'eau ordinaire de la ville a une résistance plus de deux cents fois plus petite.

$$3,393 \times 10^3 \text{ à } 15°.$$

J'ai entrepris, sur le conseil de M. Debray, une série de distillations lentes dans des appareils de platine, avec addition préalable de traces de réactifs divers capables de retenir les impuretés de l'eau. M. Clément, du laboratoire de l'École Normale, a fait pour moi ces distillations avec le plus grand soin. Les résultats ont été très peu concordants, les réactifs ajoutés paraissant être entraînés en proportion appréciable. L'eau distillée seule une ou plusieurs

fois a toujours donné les résistances les plus grandes; mais je n'ai pas atteint de nouveau le chiffre mentionné plus haut. L'eau distillée seule plusieurs fois ne pouvant avoir entraîné des matières étrangères, son impureté ne peut être due qu'aux matières empruntées aux parois des vases ou à l'atmosphère.

Pour étudier l'influence de la paroi des vases ([1]), j'ai laissé séjourner de l'eau pendant un certain temps, à des températures comprises entre 14° et 18°, dans le tube de verre bouché servant aux expériences de mesure. J'ai ainsi constaté d'un jour au suivant une diminution de résistance atteignant environ $\frac{1}{30}$ de la résistance primitive en moyenne. Le séjour de l'eau dans des vases de verre qui n'ont pas été nettoyés avec autant de soin que l'appareil de mesure produit une altération plus rapide. La résistance a diminué alors de quantités pouvant atteindre $\frac{1}{9}$ de sa valeur par jour.

Cette altération s'accélère énormément quand on élève la température. Dans une expérience du 12 juin 1884, on a porté l'appareil de 17° à 32°,3; puis on l'a ramené à la température primitive, en observant de temps à autre la résistance et la fin de l'expérience qui avait duré trois heures : elle avait diminué de $\frac{1}{7,76}$ de sa valeur primitive. A la température 75°, elle a diminué en trois minutes dans le rapport de 44 à 27. La rapidité du changement ne permet alors que des mesures approchées.

On a observé de même l'action du contact de l'air en faisant séjourner l'eau dans des vases de platine ouverts. La diminution de résistance a été de $\frac{1}{11}$ à $\frac{1}{24}$ par jour. Elle n'a été que de $\frac{1}{111}$ quand le vase de platine était bouché. Pendant l'opération de la distillation, l'eau présente à l'air une surface constamment renouvelée qui peut sans doute absorber une quantité appréciable des matières répandues dans l'atmosphère.

J'ai cherché à déterminer l'importance des traces de matières étrangères capables d'amener des divergences comparables à celles qui ont été observées entre les divers échantillons étudiés. Dans ce but, j'ai ajouté à une eau de résistance déterminée des quantités connues et très faibles de chlorure de potassium. J'ai reconnu ainsi que, si l'on représente par 1 la conductibilité de l'eau distillée

---

([1]) M. Chevreul avait déjà remarqué, en 1843, que l'eau s'altère par son séjour dans des vases de verre.

employée, cette conductibilité devient 1,52 après l'addition de 0,000001 de ce sel; 5,60 avec 0,00001, enfin 382 avec 0,001. D'après les expériences de M. Bouty [1] sur les dissolutions salines et acides étendues, l'acide chlorhydrique conduit six fois mieux que le chlorure de potassium à poids égaux. En rapprochant ces divers résultats, on arrive à cette conclusion que, si l'eau pure était parfaitement isolante, il suffirait d'y ajouter $\frac{1}{10^7}$ d'acide chlorhydrique pour lui donner la conductibilité de l'échantillon le plus isolant que j'aie observé. Il est vraisemblable que des traces d'acides, de bases ou de sels de cet ordre peuvent être fournies par l'atmosphère des laboratoires.

M. Bouty avait, au contraire, signalé les matières organiques comme peu conductrices. J'ai constaté en effet que, après l'addition de $\frac{1}{1000}$ d'érythrite et de $\frac{1}{1000}$ de sucre, la conductibilité de l'eau a varié seulement de 1 à 1,078 et à 1,093.

3° *Influence de la température.* — M. Grossmann [2], en comparant les résultats de ses expériences avec ceux de MM. Grotrian et Kohlrausch, a reconnu que, pour certaines dissolutions salines prises séparément, le coefficient de frottement intérieur reste aux diverses températures proportionnel à la résistance électrique. Les expériences de Poiseuille [3] sur l'écoulement de l'eau par des tubes capillaires conduisent à représenter le frottement intérieur de l'eau par la formule

$$r = \frac{0,00001816}{1 + 0,0336793 \times t + 0,0002209936 \times t^2}.$$

M. Bouty, dans le travail cité plus haut, a reconnu que les conductibilités des dissolutions salines étendues varient avec la température proportionnellement au binôme

$$1 + 0,033695 \times t,$$

qui reproduit les deux premiers termes du trinôme de Poiseuille, le terme en t^2 demeurant nul ou très petit. Il y avait lieu d'exami-

---

(1) Bouty, *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 325; 1884.
(2) Grossmann, *Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 119.
(3) Poiseuille, *Mém. des Savants étrangers*, t. XI, p. 433; 1846.

ner si l'eau distillée à peu près exempte de matières étrangères, comme pouvait l'être l'eau employée par Poiseuille, ne présente pas une proportionnalité plus exacte entre le coefficient de frottement et la résistance : le rapprochement de ces deux quantités pouvait présenter un intérêt théorique. Je n'ai pu étudier l'influence de la température sur la résistance de l'eau qu'entre 0° et 21°, l'altération causée par le verre devenant trop rapide aux températures plus élevées. Mais, dans ces limites, la proportionnalité entre les deux phénomènes se montre très exacte, comme on le voit par le Tableau VII. Les écarts n'atteignent pas $\frac{1}{250}$ des résistances observées. Les résistances de la troisième colonne sont calculées en divisant la résistance à 0° par le trinôme de Poiseuille.

TABLEAU VII.

	Températures.				
	0°,0	6,9	11,35	16,0	21,1
Résistances observées a.	0,8073	0,6487	0,5736	0,5076	0,4479
Résistances calculées b.	0,8073	0,6495	0,5719	0,5060	0,4463
Différences d.....		—0,0008	+0,0017	+0,0016	+0,0016
Rapports $\frac{d}{b}$.....		$-\frac{1}{812}$	$+\frac{1}{336}$	$+\frac{1}{316}$	$+\frac{1}{279}$

4° *Eau à l'état solide.* — La résistance de la glace a été mesurée par la détermination du temps nécessaire au passage d'une quantité connue d'électricité à travers ce corps, disposé sous forme d'un cylindre creux entre des électrodes de platine. Elle a été trouvée, à 0°, douze mille trois cent quarante fois plus grande que celle de l'eau distillée qui l'a fournie. Elle se multiplie par 11 entre — 1° et — 17°. Le Tableau VIII donne les résultats de cette recherche.

TABLEAU VIII.

Températures.	Résistances.
0	ohms
— 1.....	$0,4867 \times 10^{10}$
— 5.....	1,136
— 9.....	1,947
— 10.....	2,109
— 11.....	2,433
— 15.....	4,380
— 17.....	5,354

Un échantillon d'eau de la Ville conduisant soixante-cinq fois mieux que l'eau distillée précédente a fourni une glace de vingt-sept à quarante fois plus conductrice que la glace d'eau distillée. Les impuretés exercent donc sur la résistance de la glace une influence comparable à celle qu'elles exercent sur la résistance de l'eau.

§ III. — Des sels anhydres.

1° *Historique.* — L'étude de la résistance électrique des sels fondus présente un certain intérêt, en raison de la constitution simple de ces corps, puisqu'ils sont exempts de tout dissolvant étranger. Toutefois, comme ces substances sont incomparablement plus conductrices que l'eau, la polarisation apporte, quand on fait usage des méthodes galvanométriques, des perturbations qui rendent toute mesure incertaine. Les hautes températures qu'on doit entretenir développent aussi des forces électromotrices thermo-électriques qu'il faut atténuer et éliminer avec beaucoup de soin.

Les plus anciennes recherches qui aient été faites sur les sels fondus sont celles de Matteucci (1). Les nombres qu'il a obtenus ne peuvent, en raison des causes d'erreur que nous venons d'indiquer, être regardés comme représentant la conductibilité réelle des sels.

M. Wiedemann (2) et M. Gross (3) ont seulement constaté l'existence de la conductibilité et de la polarisation pour divers sels cristallisés, ou fondus et solidifiés, ou enfin tassés après avoir été réduits en poudre. M. F. Braun (4) a entrepris des recherches étendues sur les sels fondus à l'état liquide, en employant une méthode galvanométrique. Il cherche à éliminer la force électromotrice de polarisation en la mesurant aussitôt après l'expérience principale. Cette correction est nécessairement très imparfaite, parce que la polarisation varie rapidement avec la durée du courant. De plus, les sels ayant été chauffés à feu nu, les actions thermo-électriques ont pris un grand développement. L'auteur a

(1) Matteucci, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. XV; 1845.
(2) Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. CLIV, p. 318; 1875.
(3) Gross, *Berliner Monatsberichte*, p. 500; 1877.
(4) Braun, *Pogg. Ann.*, t. CLIV, p. 161; 1875.

été conduit par ces difficultés à prendre des moyennes entre des résultats dont les écarts dépassent parfois la proportion du simple au double.

2° *Sels à l'état liquide.* — J'ai employé, pour l'étude des sels fondus à l'état liquide, la méthode décrite au § I de la première Partie (p. 189), avec les précautions nécessitées par les difficultés de l'expérience et indiquées dans l'exposition de cette méthode. Les écarts entre deux résultats relatifs au même sel et à la même température n'ont pas dépassé $\frac{1}{20}$ de la quantité mesurée. Les sels étudiés étaient des sels purs du commerce bien cristallisés et contrôlés au moyen des réactifs usuels. J'ai opéré sur les azotates de potasse, de soude et d'ammoniaque, sur le chlorate de potasse et sur le chlorure de zinc. J'ai étudié en outre quelques mélanges des azotates entre eux.

Pour reconnaître s'il existe, entre la résistance et le frottement intérieur des sels fondus, une relation analogue à celle que j'ai signalée pour l'eau, j'ai entrepris la détermination du coefficient de frottement des sels, en opérant par la méthode de Poiseuille. Le sel étudié était fondu dans une capsule de porcelaine entourée d'un bain du même sel. On disposait au-dessus de ce bain un tube de verre vertical AC (*fig.* 7) terminé à sa partie inférieure par une extrémité très effilée et recourbée horizontalement, et dont l'autre extrémité communiquait par un tube de caoutchouc CP avec le récipient d'une machine pneumatique. On faisait dans le tube un vide partiel, puis on immergeait son extrémité dans le bain dont la température était connue. On mesurait ainsi les temps nécessaires au liquide pour franchir les intervalles d'une série de traits marqués à l'avance sur le tube. Quand on avait affaire à des sels capables de se décomposer par la diminution de pression, on procédait au contraire en introduisant à l'avance le sel dans le tube et on le faisait sortir par compression, en versant du mercure dans un manomètre MNP.

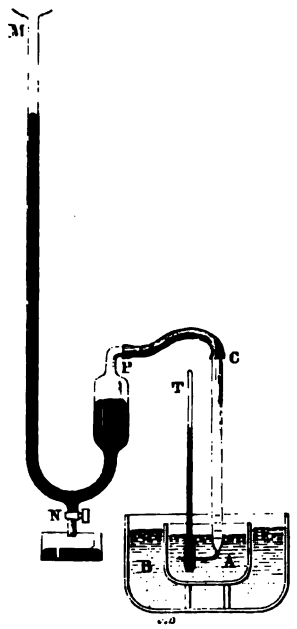
On sait, par les expériences de Poiseuille, que la vitesse d'écoulement d'un liquide dans un tube capillaire est : 1° proportionnelle à l'excès de pression qui détermine l'écoulement ; 2° inversement proportionnelle à la longueur du tube ; 3° proportionnelle à la quatrième puissance de son diamètre. Si nous désignons par θ la

durée de l'écoulement entre deux traits déterminés, par P l'excès de pression, par λ le coefficient de dilatation linéaire et par d le coefficient de dilatation cubique du verre, l'expression

$$A = \frac{P \times \theta(1 + \lambda t)^4}{1 + \lambda t} = P \times \theta \times (1 + dt)$$

représentera la durée d'écoulement qu'on aurait observée par un

Fig. 7.



excès de pression égal à l'unité, si le tube avait conservé les dimensions qu'il avait à 0°. Désignons par A′ la valeur de la quantité analogue obtenue par l'eau à 15° avec le même tube, et le même intervalle, par η et η' les coefficients de frottement du sel et de l'eau aux mêmes températures.

On aura

$$\eta = \frac{A}{A'} \times \eta',$$

formule qui permet de déterminer la quantité cherchée.

Le Tableau suivant fait connaître pour chaque sel la résistance spécifique en ohms et le coefficient de frottement rapporté à celui

de l'eau à 15°, enfin le rapport de ces deux quantités. On voit que ce rapport conserve pour un même sel des valeurs aussi concordantes qu'on peut l'espérer dans les conditions de l'expérience. On peut donc regarder ces deux quantités comme proportionnelles.

TABLEAU IX.

Température.	Coefficient de frottement. η.	Résistance spécifique. r.	Rapport $\frac{\eta}{r}$.
Chlorate de potasse : $e = 122,64$, $d = 1,964$ à 359°.			
359°	2,559	4,19	0,611
Azotate de potasse : $e = 101,14$ $d = 1,862$ à 340°.			
334	1,836	,585	1,158
340	1,748	1,514	1,155
358	1,515	1,266	1,197
Azotate de soude : $e = 85$, $d = 1,898$ à 322°.			
305	2,654	2,179	1,218
320	2,376	1,900	1,251
329	2,203	1,801	1,223
337	2,049	1,706	1,202
340	2,008	1,670	1,202
355	1,781	1,511	1,179
1^éq azotate de potasse + 1^éq azotate de soude : $d = 1,897$ à 341°.			
232	4,041	2,160	1,871
242	3,787	1,990	1,903
266	3,224	1,623	1,986
287	2,771	1,382	2,005
304	2,394	1,264	1,894
306	2,335	1,250	1,868
313	2,294	1,191	1,926
332	1,881	1,030	1,826
348	1,712	0,8907	1,922
359	1,603	0,8500	1,886
Azotate d'ammoniaque : $e = 80$, $d = 1,402$ à 175°			
162	2,477	2,794	0,887
185	1,980	2,183	0,907

TABLEAU IX.

Température.	Coefficient de frottement. η.	Résistance spécifique. r.	Rapport $\frac{\eta}{r}$.
$1^{éq}KO, AzO^5 + 1^{éq}NaO, AzO^5 + 2^{éq}AzH^4O, AzO^5$: $d = 1,743$ à 164°.			
138.....	7,251	4,930	1,471
172.....	5,616	3,690	1,522
Chlorure de zinc : $e = 68,5$, $d = 2,581$ à 295°.			
262.....	50,9	4,259	11,95
301.....	34,7	3,058	11,35

J'ai indiqué pour chaque sel l'équivalent e et la densité d que j'ai mesurée par la méthode du flacon. Mais je n'ai trouvé aucune relation simple d'un sel à l'autre entre le coefficient de frottement et la résistance rapportée soit à l'unité de volume, soit à l'équivalent.

3° *Sels à l'état solide.* — Les sels précédents ont été étudiés à l'état solide entre la température ordinaire et leur point de fusion par les méthodes décrites dans la première partie, au § III (p. 196) et au § IV (p. 200). Le Tableau suivant fait connaître quelques-uns des nombreux résultats obtenus entre ces limites. Il permet de comparer l'ordre de grandeur de ces résistances aux mêmes températures.

TABLEAU X.

	Résistances		
	à 100°.	à 200°.	à 300°.
	ohms	ohms	ohms
Chlorate de potasse.....	»	31500×10^6	$5,60 \times 10^6$
Azotate de soude.....	58900×10^6	56,7	»
Azotate de potasse.....	17600	9,47	0,0294
$1^{éq}KO, AzO^5 + 1^{éq}NaO, AzO^5$.	11,8	0,00697	»
Azotate d'ammoniaque.....	0,0471	»	»
$1^{éq}KO, AzO^5 + 1^{éq}NaO, AzO^5 + 2^{éq}AzH^4O, AzO^5$.....	0,0211	»	»
Chlorure de zinc.....	12,0	0,00138	»

La comparaison des résultats relatifs aux divers sels sous les deux états a conduit aux remarques suivantes :

1° Le passage de l'état liquide à l'état solide rend la résistance

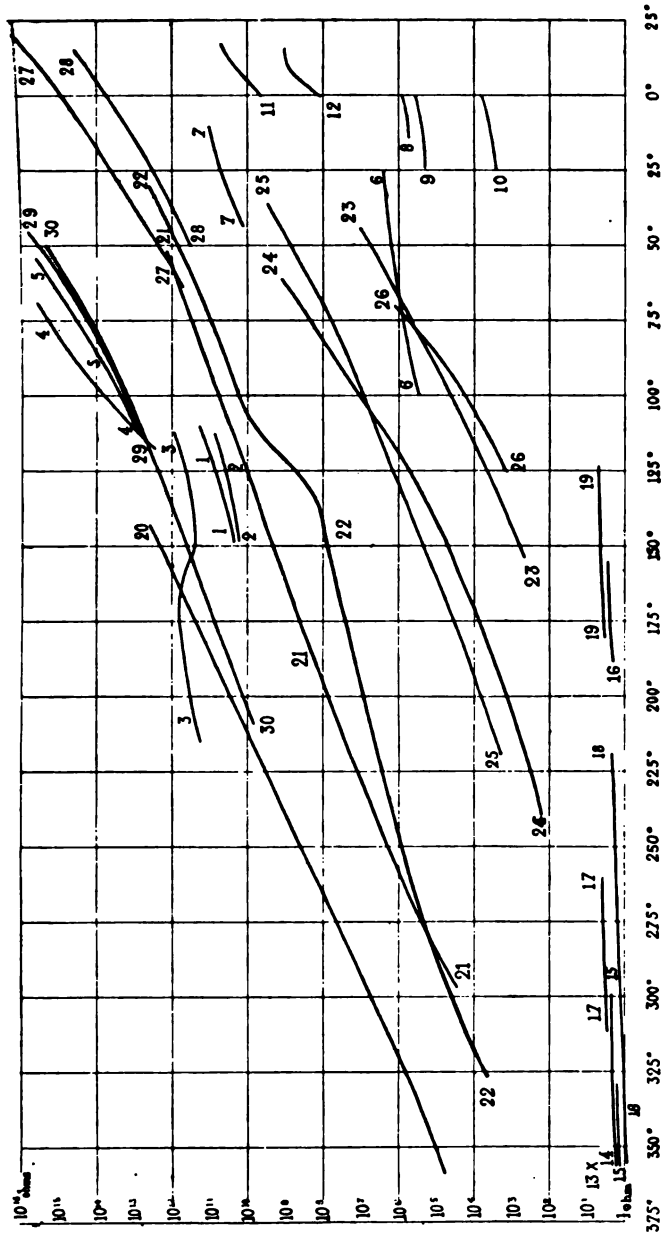
des sels de cinq cents à vingt mille fois plus grande. Le chlorure de zinc, qui s'épaissit avant de se solidifier entièrement, fait exception. Ce changement de résistance est pour lui moins accentué.

2° Les résistances aux mêmes températures varient beaucoup d'un sel à l'autre. Celles du chlorate de potasse sont comparables aux résistances des verres très isolants à base de plomb. Celles de l'azotate de soude sont environ cinq cents fois plus faibles. L'azotate de potasse conduit encore de quatre à trente-quatre fois mieux que l'azotate de soude. Les résistances du chlorure de zinc sont de l'ordre des dix-millièmes et celles de l'azotate d'ammoniaque de l'ordre des millionièmes par rapport à celles de l'azotate de soude.

3° L'azotate de potasse subit pendant son refroidissement une variation brusque à une température comprise entre 130° et 106°. Sa résistance devient subitement douze à quinze fois plus grande. Le phénomène inverse a lieu pendant l'échauffement et, en général, à une température un peu plus haute que dans le premier cas. Ce changement brusque doit être attribué au changement de la forme cristalline, l'azotate de potasse étant dimorphe.

4° Les mélanges des azotates entre eux sont beaucoup plus conducteurs que ces sels eux-mêmes. Ainsi le mélange à équivalents égaux des azotates de potasse et de soude conduit de deux cents à quinze cents fois mieux que le premier de ces sels, et de cinq mille à huit mille fois mieux que le second aux mêmes températures. De même le mélange des trois azotates conduit encore mieux que l'azotate d'ammoniaque. Or les azotates séparés forment des cristaux volumineux et parfaitement nets, tandis que leurs mélanges se solidifient sous forme d'une masse blanche, élastique, difficile à casser, formée vraisemblablement de petits éléments cristallisés des différents sels. Ainsi, pour les sels comme pour le soufre, le groupement confus de petits éléments, enchevêtrés en tous sens, paraît être plus favorable au passage de l'électricité que la disposition en cristaux volumineux.

5° Des mesures de résistance, exécutées sur des tubes de porcelaine, m'ont conduit pour ce corps à des résultats comparables à ceux que j'avais précédemment obtenus pour les verres très résistants. La résistance spécifique a varié entre $2,15 \times 10^{15}$ ohms à 50° et $6,51 \times 10^{9}$ ohms à 210°.



1. Soufre liquide, n° 1. — 2. Soufre liquide, n° 4. — 3. Soufre liquide, n° 8. — 4. Soufre prismatique solide. — 5. Soufre solide partiellement mou. — 6. Phosphore liquide. — 7. Phosphore solide. — 8. Eau distillée, la plus isolante. — 9. Eau distillée, n° 2. — 10. Eau ordinaire de la ville. — 11. Glace de l'eau, n° 2. — 12. Glace de l'eau de la ville. — 13. Chlorate de potasse fondu. — 14. Azotate de soufre fondu. — 15. Azotate de potasse fondu. — 16. — Azotate d'ammoniaque fondu. — 17. Chlorure de zinc fondu. — 18. 1 éq. KO, AzO^5 + 1 éq. NaO, AzO^5 fondu. — 19. 2 éq. AzH^4O, AzO^5 + 1 éq. KO, AzO^5 fondu. — 20. Chlorate de potasse solide. — 21. Azotate de soude solide. — 22. Azotate de potasse solide. — 23. Azotate d'ammoniaque solide. — 24. Chlorure de zinc solide. — 25. 1 éq. KO, AzO^5 + 1 éq. NaO, AzO^5 solide. — 26. 2 éq. AzH^4O, AzO^5 + 1 éq. KO, AzO^5 + 1 éq. NaO, AzO^5 solide. — 27. Verre ordinaire à base de chaux. — 28. Verre de Bohême. — 29. Cristal à base de plomb. — 30. Porcelaine.

Représentation graphique des résultats. — Pour pouvoir figurer sur une même feuille et avec une même échelle des résistances de grandeurs si différentes, j'ai adopté un système de représentation graphique consistant à prendre pour abscisses les températures, et pour ordonnées les *logarithmes* des résistances. La *fig* 8. permet ainsi de comparer d'un seul coup d'œil les ordres de grandeur du phénomène pour toutes les substances étudiées dans ce travail.

En résumé, j'ai cherché à déterminer les méthodes électrométriques qui conviennent à la mesure des résistances des divers ordres de grandeur et j'ai discuté les limites de leur emploi.

En appliquant ces méthodes à l'étude des résistances de diverses substances solides et liquides, j'ai montré que les changements d'état, les phénomènes allotropiques, les altérations dans la structure, la forme cristalline ou la composition chimique, sont accompagnés de modifications très considérables dans la résistance électrique. L'observation de la résistance peut donc, dans beaucoup de cas, permettre de suivre les circonstances de ces phénomènes et même en faire découvrir l'existence; elle permet en particulier de contrôler la pureté de certains liquides avec une sensibilité que les réactifs n'atteignent pas.

Enfin j'ai étendu à l'eau distillée et à un certain nombre de sels fondus la loi de proportionnalité signalée par Grossmann entre les résistances de quelques dissolutions et leurs coefficients de frottement intérieur aux diverses températures [1].

SUR LA THÉORIE DU CONTACT;

PAR M. A. POTIER.

Un plateau de zinc est réuni par un fil de cuivre à un plateau de cuivre; ces deux plateaux forment un condensateur dont la capacité est C, et la charge $e = VC$. Si on les laisse se rapprocher, les

---

[1] Ce travail a été fait au laboratoire de Recherches physiques de la Sorbonne.

attractions électriques produisent un travail $\frac{1}{2} d(V^2C)$. Soient dq la quantité de chaleur à fournir au système pour maintenir sa température constante, malgré le passage de la quantité de à travers la soudure zinc-cuivre, et la diminution de la charge à la surface des plateaux, dU la variation de l'énergie du système; on aura

$$J\,dq = dU + \frac{V^2}{2} dC.$$

Dans la théorie du contact, tous ces phénomènes sont réversibles à toute température; on peut donc appliquer le second principe et écrire

$$\frac{dU}{dC} + \frac{V^2}{2} = T\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{V^2}{2}\right) = VT\frac{dV}{dT}.$$

D'autre part, $\frac{dU}{dC}$ se compose de deux termes : l'un relatif à la variation d'énergie du condensateur $\frac{1}{2}V^2$, et un autre relatif au changement que le passage de la quantité $de = V\,dC$ d'électricité peut avoir amené dans la constitution des surfaces; si $A\,de = AV\,dC$ représente ce changement, on aura donc

$$AV + \frac{V^2}{2} + \frac{V^2}{2} = VT\frac{dV}{dT} \quad \text{ou} \quad A = \left(T\frac{dV}{dT} - V\right).$$

La théorie du contact suppose $A = 0$; on devrait donc avoir $V = T\frac{dV}{dT}$, et les différences de potentiel devraient être proportionnelles à la température absolue; on pourrait réaliser un thermomètre parfait à toute température. Des expériences instituées dans ce but semblent prouver que la relation ci-dessus n'est pas vérifiée, au moins pour le couple zinc-platine; on ne pourrait donc écrire $A = 0$, et il y aurait modification des surfaces, c'est-à-dire action chimique ou polarisation, comme on voudra l'appeler, dans l'expérience classique de Pfaff.

SUR LE RENVERSEMENT DES RAIES DU SPECTRE;

PAR M. DUHEM.

En 1860, dans un célèbre Mémoire *sur la relation qui existe entre le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant d'un corps,*

par rapport à la chaleur et à la lumière, M. G. Kirchhoff donna une explication théorique du renversement des raies du spectre; mais il se borna à cet égard à quelques indications succinctes. Le but de cette Note est de développer, sous une forme rigoureuse, les idées émises par M. G. Kirchhoff.

Principes. — Considérons un élément ω à la surface d'un certain corps C. Prenons cet élément pour directrice d'un cylindre dont les génératrices auront une direction quelconque. Une section quelconque de ce cylindre est traversée pendant l'unité de temps par une quantité Q d'une certaine radiation émise par le corps. Le rapport $\frac{Q}{\omega}$ est le pouvoir émissif du corps pour cette radiation à la température considérée, dans la direction considérée. Nous le désignerons par E.

D'autre part, supposons un faisceau incident limité par le même cylindre; une section du faisceau est traversée pendant l'unité de temps par une quantité Q' de la radiation considérée. Une partie de cette radiation est réfléchie, diffusée ou transmise; une autre partie est emmagasinée dans le corps. Si le corps n'est ni phosphorescent ni fluorescent, cette dernière partie est tout entière employée à élever la température du corps. Désignons-la par Q'' et posons

$$Q'' = \alpha Q'.$$

La proposition fondamentale démontrée par M. Kirchhoff est la suivante : *Le rapport* $\frac{E}{\alpha}$ *est indépendant de la nature du corps* C.

Le noir de fumée ne réfléchit pas, ne diffuse pas, ne transmet pas la lumière. Donc toute radiation incidente est emmagasinée. Pour le noir de fumée $\alpha = 1$; si nous désignons par ε la valeur de E relative à ce corps, nous aurons

$$\frac{E}{\alpha} = \varepsilon. \tag{1}$$

C'est le point de départ de la théorie que nous allons exposer.

Supposons, pour fixer les idées, que l'incidence soit normale; deux cas sont à distinguer :

1° Le corps est athermane. La chaleur absorbée est tout entière

employée à échauffer le corps. Or, si nous désignons par A le pouvoir absorbant du corps pour la radiation considérée, la chaleur absorbée sera AQ′. La relation (1) deviendra donc

$$\frac{E}{A} = \varepsilon. \tag{2}$$

C'est la proportionnalité des pouvoirs émissifs et absorbants.

2° Le corps est diathermane. Il absorbe une quantité de chaleur AQ′; si nous désignons par D son pouvoir diathermane, il transmet une quantité de chaleur DQ′; la quantité de chaleur emmagasinée est donc (A — D) Q′; par conséquent $\alpha = A - D$, et la relation (1) devient

$$\frac{E}{A - D} = \varepsilon. \tag{3}$$

Spectre des gaz incolores. — Considérons un tube cylindrique partant de la surface d'un corps parfaitement noir analogue au noir de fumée et traversant une masse de gaz. Désignons par T la température du noir de fumée, par t la température du gaz. Soit ω la section droite du tube cylindrique.

Pendant l'unité de temps, la source lance dans ce tube une quantité

$$Q = \omega.\varepsilon(T)$$

d'une radiation déterminée; nous supposerons que le noir de fumée émet aussi cette radiation à la température t, en sorte que $\varepsilon(t)$ n'est pas nul.

Admettons tout d'abord que le gaz soit incolore, c'est-à-dire qu'il ne réfléchisse ni ne diffuse sensiblement aucune radiation. Toute la chaleur incidente est absorbée. On a donc $A = 1$, et la relation (3) devient

$$\frac{E(t)}{1 - D(t)} = \varepsilon(t). \tag{4}$$

La radiation considérée tombe sur le gaz qui en transmet une quantité

$$\omega.\varepsilon(T)\,D(t).$$

De plus, le gaz en émet une quantité

$$\omega E(t)$$

L'observateur en reçoit donc une quantité

$$Q' = \omega [\varepsilon(T) D(t) + E(t)].$$

Si le gaz n'existait pas, il en recevrait une quantité Q.

Cherchons la valeur de $Q - Q'$,

$$Q - Q' = \omega \{[1 - D(t)] \varepsilon(T) - E(t)\}.$$

Mais, d'après la relation (4),

$$E(t) = [1 - D(t)] \varepsilon(t).$$

On a donc

$$(5) \qquad Q - Q' = \omega [1 - D(t)] [\varepsilon(T) - \varepsilon(t)].$$

Deux cas sont à considérer :

1° Le gaz n'émet pas la radiation considérée à la température t; $E(t) = 0$. Alors, en vertu de la relation (4), $D(t) = 1$. L'égalité (5) donne alors

$$Q' = Q.$$

L'observateur voit la radiation considérée exactement comme si la masse gazeuse n'existait pas.

2° Le gaz émet la radiation considérée à la température t. Alors $[1 - D(t)]$ est positif; $(Q - Q')$ a le signe de $[\varepsilon(T) - \varepsilon(t)]$. Si l'on remarque que le pouvoir émissif du noir de fumée pour une certaine radiation croît avec la température, on voit que $Q - Q'$ a le signe de $T - t$. Donc, si la source est plus chaude que le gaz, l'interposition du gaz diminue la quantité de lumière reçue par l'observateur; l'inverse a lieu si le gaz est plus chaud que la source.

Si donc, sur le trajet d'un faisceau lumineux émis par un corps noir incandescent, on interpose un gaz plus chaud, le spectre de ce gaz apparaîtra en lignes brillantes sur le spectre de la source. Si l'on interpose un gaz plus froid, le spectre de ce gaz paraîtra en lignes sombres.

Spectre des gaz colorés. — Si le gaz est coloré, il diffuse certaines radiations.

Si l'on désigne par δ le pouvoir diffusif, on a

$$A = 1 - \delta,$$

et la relation (3) devient

$$\frac{E}{1-(\delta+D)}=\varepsilon. \tag{6}$$

Reprenons le dispositif précédent.

En l'absence du gaz, l'observateur recevrait une quantité

$$Q=\omega.\varepsilon(T)$$

d'une certaine radiation.

Après l'interposition du gaz, il en reçoit une quantité

$$Q'=\omega[\varepsilon(T)D(t)+E(t)],$$

On a alors

$$Q-Q'=\omega\{[1-D(t)]\varepsilon(T)-E(t)\}.$$

Mais

$$E(t)=[1-D(t)-\delta(t)]\varepsilon(t).$$

On a donc

$$Q-Q'=\omega[1-D(t)][\varepsilon(T)-\varepsilon(t)]+\omega\delta(t)\varepsilon(t).$$

Si la radiation considérée n'est pas diffusée, les choses se passent comme pour un gaz incolore. Si elle est diffusée, l'interposition du gaz la rend moins éclatante qu'elle ne serait avec un gaz incolore. On peut ainsi obtenir des lignes sombres correspondant non aux radiations émises par le gaz, mais aux radiations diffusées. C'est l'explication des spectres d'absorption.

SUR LES DIMENSIONS DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE ET DU POTENTIEL, APPLICATION A LA DÉFINITION DE LA CAPACITÉ;

PAR M. MESLIN.

Pour définir les quantités électriques et les relier aux unités fondamentales, on se sert, dans les différents systèmes, des égalités

$$T=FL=ri^2t \quad \text{(loi de Joule)},$$
$$e=ri \quad \text{(loi de Ohm)},$$
$$q=it \quad \text{(loi de Pouillet)},$$
$$V=\frac{q}{L} \quad \text{(définition)};$$

on définit ainsi quatre des cinq quantités q, i, c, r, V, la cinquième étant définie par une autre loi (loi de Coulomb ou loi d'Ampère).

Cherchons les dimensions de e et de V. La première égalité s'écrit

$$FL = eit = eq, \quad e = \frac{FL}{q} = \frac{q}{L}\frac{FL^2}{q^2};$$

d'ailleurs

$$V = \frac{q}{L}.$$

Ces dimensions sont donc, en général, différentes; pour qu'elles deviennent égales, il faut que

$$\frac{FL^2}{q^2} = 1, \quad F = \frac{q^2}{L^2}.$$

Or c'est précisément ce qui a lieu dans le système électrostatique, où c'est cette égalité qui sert à définir la quantité d'électricité.

Dans le système électrostatique, ces deux quantités ont donc les mêmes dimensions :

$$e = V = \frac{q}{L} = \frac{L^{\frac{3}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1}}{L} = L^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1};$$

au contraire, dans le système électromagnétique, on a

$$V = \frac{q}{L} = \frac{M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}}{L} = M^{\frac{1}{2}}L^{-\frac{1}{2}},$$

$$e = \frac{FL}{q} = \frac{MLT^{-2}L}{M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}} = M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}T^{-2}.$$

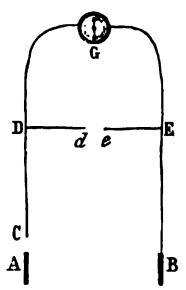
Leurs dimensions sont différentes : il importe donc de les distinguer.

La capacité électrique, telle qu'on la mesure en unités électromagnétiques, est le rapport de la quantité à la *force électromotrice* et non au potentiel. C'est donc là la définition de la capacité que l'on devrait prendre d'une manière générale.

G. GUGLIELMO. — Sulla forza elettromotrice et sulla resistenza della scintilla elettrica (Sur la force électromotrice et sur la résistance de l'étincelle électrique); *Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino*, t. XVIII, 1883.

L'existence d'une force électromotrice dans l'arc voltaïque rend extrêmement probable l'existence d'une force électromotrice analogue dans l'étincelle électrique. Depuis la découverte de la première, M. Edlund a cherché à mettre en évidence l'existence de la seconde par l'expérience suivante :

On réunit les armatures internes A et B d'une machine de Holtz en activité par un circuit CGB dans lequel se trouve un galvanomètre, mais en laissant un intervalle d'air AC, qui sera traversé par une série rapide d'étincelles. Deux points D, E du courant sont mis en communication avec un excitateur *de*. La déviation du galvanomètre sera très faible si l'intervalle d'air à travers l'excitateur est considérable, de sorte que tout le courant de la machine passe dans le galvanomètre; mais, si l'on diminue l'intervalle *de* suffisamment pour qu'une partie du courant le traverse, la déviation galvanométrique devient vingt à trente fois plus forte; tandis que, si le galvanomètre est transporté sur la branche DE où se trouve l'intervalle d'air, il indique un courant dirigé en sens contraire de celui de la machine; ces deux courants s'ajoutent évidemment dans la branche DGE.



Cette expérience assez complexe est susceptible de plusieurs interprétations; la plus naturelle, d'après M. Edlund, consiste à admettre que le passage de l'étincelle en *de* développe une force électromotrice analogue à celle de l'arc électrique, dirigée en sens inverse du courant principal, et à l'action de laquelle sont dus le courant DE et l'augmentation du courant direct en DGE.

M. Guglielmo modifie l'expérience de M. Edlund, de manière a obtenir, à la faveur de certaines hypothèses, des mesures de la force électromotrice de l'étincelle et de la résistance de l'air interposé. Pour cela, il est nécessaire d'introduire dans le circuit une pile de force électromotrice et de résistance connues et de mesurer l'intensité des courants produits dans les branches DGE, D*de*E soit sans pile, soit avec la pile. Les deux bobines égales P, P′ d'un galvanomètre différentiel G se trouvent respectivement

sur chacune des deux branches DGE, D *de*E et un commutateur permet de renverser à volonté le sens du courant dans la bobine P'; ainsi, par deux observations faites avec le commutateur direct et renversé, on a les éléments nécessaires pour calculer l'intensité du courant dans les deux branches. Dans chacune de celles-ci se trouvait une pile de 4 à 5 éléments Bunsen. A l'aide d'un autre commutateur, on pouvait disposer la pile de manière que sa force électromotrice agît dans le sens de celle de l'étincelle ou en sens contraire.

La source d'électricité employée par M. Guglielmo était une bobine de Ruhmkorff très puissante dont les deux pôles étaient en communication avec des condensateurs A, B identiques à ceux d'une machine de Holtz.

Voici les éléments du calcul, un peu hypothétique, d'où l'auteur déduit la force électromotrice et la résistance de l'étincelle. Il faut admettre que la résistance interne de la bobine est infinie par rapport à celle des branches DGE, D *de*E, que la résistance de l'étincelle peut entrer dans ces calculs au même titre que celle d'un fil métallique, enfin que la décharge n'est pas oscillatoire. Il faut admettre aussi que l'introduction d'une pile de quelques éléments Bunsen dans le circuit ne modifie aucunement les conditions et en particulier la durée de la décharge.

Cela posé, soient r la résistance de la branche continue, r_1 celle de l'autre branche y compris la résistance de l'étincelle, I l'intensité moyenne du courant fourni par la bobine pendant la durée très petite t. Quand les deux bobines égales du galvanomètre sont disposées de telle sorte que les actions du courant principal s'ajoutent, l'effet est le même que si la totalité I de ce courant traversait l'une des branches du galvanomètre; d'autre part, l'effet de la force électromotrice inverse de l'étincelle s'annule exactement, puisque, la résistance de la bobine de Ruhmkorff étant infinie, l'intensité du courant développé par cette force électromotrice est la même sur les deux branches et qu'elle agit en sens contraire sur l'aiguille. On a donc, en désignant par a la déviation, et à une constante instrumentale près

$$2a = It.$$

Quand on intervertit le courant dans l'une des bobines du galvanomètre, les actions des courants partiels sur l'aiguille se re-

tranchent, celles qui sont dues à la force électromotrice de l'étincelle s'ajoutent au contraire, et, en désignant par b la déviation, on a

$$b = \frac{Et}{r + r_1} + \frac{r}{r + r_1}\,\frac{1}{2}\,It - \frac{r_1}{r + r_1}\,\frac{1}{2}\,It.$$

Ajoutant respectivement des résistances connues ρ et ρ_1 à r et à r_1, on a

$$b' = \frac{Et}{r + \rho + r_1 + \rho_1} + \frac{r + \rho - r_1 - \rho_1}{r + \rho + r_1 + \rho_1}\,\frac{1}{2}\,It.$$

Éliminant Et entre les deux équations et remplaçant It par sa valeur $2a$, on trouve

$$r + r_1 = \frac{b'(\rho + \rho_1) - a(\rho - \rho_1)}{b - b'}.$$

Toutes les résistances solides ou liquides contenues dans les deux branches du circuit étant connues, on calculera donc ainsi la résistance de l'étincelle.

Cette résistance peut encore être obtenue à l'aide de la pile. Soient b_1 et b'_1 les déviations dues à l'action de la pile quand sa force électromotrice est dans le sens de la force électromotrice de l'étincelle, avec les résistances $r + r_1$, $r + r_1 + \rho + \rho_1$, on a, en désignant par B la force électromotrice de la pile,

$$b_1 = \frac{Bt}{r_1 + r}, \quad b'_1 = \frac{Bt}{r_1 + r + \rho_1 - \rho}.$$

Connaissant $r + r_1$, on peut, d'après les formules qui précèdent, calculer Et, Bt et, si l'on considère les durées t comme égales, le rapport $\frac{E}{B}$. Enfin, si l'on désigne par A les déviations que produit la pile B dans un circuit continu de résistance R, on a $B = AR$, et l'on peut calculer t par la formule

$$t = \frac{r_1 + r}{R}\,\frac{b_1}{A}.$$

On aura donc, en définitive, la force électromotrice et la résistance de l'étincelle, et la durée du courant.

Les résultats, évidemment très contestables, sont cependant curieux à signaler : d désigne la longueur de l'étincelle ; les valeurs de E et de t sont les moyennes de séries plus ou moins nombreuses dont nous supprimons le détail ; a est exprimé en unités arbitraires, E en éléments Bunsen.

d.	*a.*	E.	*t.*
mm		B	"
0,2	24	4,9	$1,2.10^{-6}$
0,4	24	7,8	$1,4.10^{-6}$
1	{ 22 } { 26 }	32	$1,2.10^{-6}$
2	22	60	$1,1.10^{-6}$

La valeur de E paraît indépendante de la quantité d'électricité qui passe, mais elle augmente rapidement quand la longueur de l'étincelle augmente; la durée *t*, au contraire, diminue légèrement. Quant à la résistance de l'étincelle, l'auteur a trouvé des résultats trop variables pour qu'il croie lui-même pouvoir y attacher quelque importance. E. Bouty.

ZEITSCHRIFT FUR KRISTALLOGRAPHIE UND MINERALOGIE VON P. GROTH.

Tomes VIII et IX; 1883-1884.

H. LASPEYRES.— Stauroscopische Untersuchungen (Recherches stauroscopiques), t. VIII, p. 97.

Le *stauroscope* est très employé en Allemagne pour trouver les sections principales d'une lame biréfringente. Il est formé en principe de deux nicols croisés entre lesquels se trouvent la lame cristalline et un polariscope. A l'origine, le polariscope était formé simplement d'une lame de spath montrant les anneaux et la croix noire; cette croix se disloque, tant qu'une des sections principales de la lame n'est pas parallèle aux vibrations incidentes. De là vient le nom de *stauroscope,* conservé à l'instrument, malgré le remplacement de la lame de spath par d'autres polariscopes plus sensibles.

M. Laspeyres, après de longues études sur les conditions d'exactitude de cet instrument et les anomalies optiques (¹) que son emploi révèle dans la plupart des lames cristallines essayées, est arrivé à la conclusion que ces anomalies tiennent à l'instrument et non aux lames. On les fait disparaître avec un réglage convenable, et un bon polariscope. Celui qui lui a donné les meil-

---

(¹) H. Laspeyres, *Stauroscopische Annalen* (*Zeitschr. für Kr. und Min.*, t. VI, 433; 1882.

leurs résultats est le *nicol coupé* (*Zwillingsnicol*) de Schmidt et Häusch, employé comme polariseur. Ce nicol ressemble beaucoup au nicol coupé de M. Cornu; mais, tandis que ce dernier se construit en coupant suivant la section principale un nicol terminé, usant obliquement les faces de séparation et les recollant, le prisme de Schmidt et Häusch ne subit cette opération que sur l'une des deux moitiés que l'on doit ensuite coller au baume de Canada pour constituer le nicol. On peut, avec cet appareil, trouver la position des sections principales d'une lame cristalline avec une erreur qui n'atteint pas 1′ sur la moyenne de sept ou huit lectures.

K. MACK. — Ueber das pyroelecktrische Verhalten des Boracits (Sur les propriétés pyro-électriques de la boracite), t. VIII, p. 503.

L'auteur a utilisé le procédé indiqué par M. A. Kundt, pour l'étude de la pyro-électricité dans les cristaux. Ce procédé consiste à projeter sur le cristal le mélange de fleur de soufre et de minium qui sert pour la production des figures de Lichtenberg.

La boracite (chloroborate de magnésie) présente le plus souvent comme forme cristalline le dodécaèdre rhomboïdal dominant, avec les faces du cube et deux tétraèdres inégalement développés, le plus développé à faces polies, le second à faces raboteuses. Quelquefois, les faces tétraédriques sont assez développées pour donner au cristal l'apparence d'un octaèdre, modifié par des facettes appartenant au dodécaèdre rhomboïdal et au cube. M. Mack a trouvé que ces deux sortes de cristaux ne se comportaient pas de la même manière.

Le cristal en expérience est chauffé jusqu'à 80° au moins dans une étuve à air; on le passe rapidement dans une flamme d'alcool pour enlever l'électricité superficielle, puis on l'abandonne au refroidissement pendant dix à trente secondes. On projette alors sur lui le mélange de minium et de soufre. On voit se dessiner non pas des plages colorées, mais des lignes assez nettes, qui, dans les cristaux à forme de dodécaèdre ou de cube, coïncident avec les arêtes du dodécaèdre rhomboïdal et les prolongent sur les autres faces existantes. Les trois lignes qui se coupent au milieu d'une face du tétraèdre *brillant* sont jaunes; celles qui se coupent sur une face du tétraèdre *mat* sont rouges. Un fait intéressant a été démontré par M. Mack, c'est que ce n'est pas un phénomène

tenant à la forme extérieure; une sphère de boracite se recouvre de poudre sur les lignes qui sont la projection sur la sphère des arêtes d'un dodécaèdre rhomboïdal inscrit.

On sait que M. Mallard a montré, et il l'a exposé lui-même dans ce Journal ([1]), qu'un cristal dodécaédrique de boracite est formé de douze pyramides d'une substance orthorhombique, réunies par leurs sommets et ayant pour bases les douze faces du dodécaèdre rhomboïdal. Les lignes dessinées par les poudres de soufre et de minium sont précisément les traces sur la surface du cristal des plans de séparation de ces pyramides.

Les cristaux octaédriques étudiés par M. Mack se sont conduits différemment. Les six facettes appartenant au cube sont positives (jaunes), tandis que trois lignes rouges partent du centre de chaque facette tétraédrique, non dans la direction des précédentes, mais, au contraire, suivant les projections des arêtes du cube inscrit sur la surface du cristal. C'est comme si le cristal était formé de la réunion de six pyramides à base carrée, dont la base (face du cube) deviendrait positive, tandis que tous les plans de séparation seraient négatifs. Je rappellerai que M. Baumhauer a attribué ce mode de mâcle à la boracite, d'après des expériences sur les figures de corrosion. D'après la théorie de M. Mallard, ce mode de division, dont la réalité, contestée par lui, semblerait démontrée par les expériences de M. Mack, représente non pas une disposition plus simple que celle reconnue par M. Mallard, mais, au contraire, plus compliquée. Il semble y avoir là un point à compléter dans l'étude cristallographique de la boracite.

B. Von KOLENKO. — Die Pyroelectricität des Quarzes in Bezug auf sein krystallographisches System (Relations entre la pyro-électricité du quartz et son système cristallographique), t. IX, p. 1.

C'est encore la méthode de Kundt que l'auteur a employée. Un cristal naturel de quartz, chauffé jusqu'à 50° environ dans une étuve à air, est abandonné au refroidissement pendant quelques instants, puis on insuffle le mélange de soufre et de minium. Des plages électrisées se dessinent à sa surface. L'auteur a étudié un très grand nombre de cristaux (300 environ), et une partie impor-

([1]) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 201.

tante de son Mémoire consiste dans l'étude des macles si fréquentes dans les cristaux de quartz et révélées par la distribution des plages. Nous ne le suivrons pas dans cette partie exclusivement minéralogique; mais, au point de vue physique, il est intéressant de comparer les résultats obtenus sur des cristaux simples avec ceux obtenus avant lui.

M. von Kolenko a constaté que les arêtes du prisme sont le siège d'un développement d'électricité, *négative* (minium) sur les trois arêtes qui portent les faces *rhombe* et *plagièdre, positive* (soufre) sur les trois autres. Les diagonales de la base hexagonale sont donc des axes de pyro-électricité, comme elles sont des axes de piézo-électricité, ainsi que l'ont montré MM. J. et P. Curie (1). Ce fait avait déjà été reconnu par M. Friedel, et les résultats de M. von Kolenko sont d'accord avec les siens. Il y a lieu cependant de faire remarquer que, d'après M. Friedel, un cristal de quartz refroidi régulièrement ne donne pas d'électricité (2); sa démonstration, qui nous semble inattaquable, prouverait que dans les expériences de M. von Kolenko le cristal, refroidi assez rapidement dans l'air, n'a pas en tous ses points la même température, que la couche extérieure plus froide exercerait sur les portions intérieures une pression d'où résulterait, d'après les expériences de MM. Curie, un développement d'électricité précisément de même sens que celui qu'on observe.

Quant aux expériences de M. Hankel (3), qui sont en contradiction avec celles de M. von Kolenko et avec celles de M. Friedel, ce dernier a montré à quoi tenait la divergence (4).

L. Th. REICHER. — Die Temperatur der allotropischen Umwandlung des Schwefels und ihre Abhängigkeit vom Druck (La température de modification allotropique du soufre, et sa dépendance de la pression), t. VIII, p. 593.

La transformation du soufre prismatique (clinorhombique) en soufre octaédrique (orthorhombique) est accompagnée d'un changement notable de volume, les densités étant respectivement 1,93

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 245.
(2) *Bulletin de la Soc. Minéral.*, t. II, p. 31; 1879.
(3) *Ibid.*, t. V, p. 282; 1882.
(4) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 89; 1883.

(S. pr.) et 2,07 (S. or.). Pour déterminer la température où, sous une pression donnée, un mélange des deux variétés est en équilibre, M. Reicher expose le soufre contenu dans un thermomètre de Kopp à une température constante et note les accroissements ou les diminutions de volume. Le thermomètre contenait, outre le soufre, un liquide; celui que l'auteur a adopté après plusieurs essais est un mélange de 10 parties en volume de térébenthine et de 1 partie de sulfure de carbone, le tout saturé de soufre. La température constante est obtenue au moyen d'un bain d'eau et d'alcool, qui peut bouillir entre 80° et 100°. Le thermomètre est d'abord porté à 107°, de manière à transformer en soufre prismatique la moitié environ du soufre octaédrique introduit dans l'appareil.

Le thermomètre est ensuite exposé à une série de températures constantes; si le niveau monte, c'est que le soufre octaédrique se transforme en soufre prismatique plus ou moins dense, la température est trop élevée; c'est le contraire si le niveau baisse. Voici une série :

Température.	En trente minutes.
96°,1	6^{mm},75 d'élévation.
95,6	Aucun changement.
95,1	6^{mm},75 d'abaissement.
94,5	15^{mm},00 d'abaissement.

A 95°,6 la pression estimée par la longueur de la colonne d'air dans le tube du thermomètre est de 4^{atm}.

Pour faire varier la pression, M. Reicher soude le thermomètre à un tube horizontal, terminé d'un côté par un manomètre à mercure à air comprimé, de l'autre par une boule contenant du bicarbonate de soude, la décomposition, par la chaleur, de ce bicarbonate fournissant la pression. Sous une pression de 15^{atm},8, le thermomètre exposé à la température de 95°,6 subit un abaissement de 25^{mm},25 en soixante-quinze minutes, et, à la température de 96°,2, l'abaissement est à peine de 0^{mm},5 pour quatre-vingt-quinze minutes. Donc une atmosphère de pression produit dans la température de transformation allotropique du soufre une élévation de 0°,05.

M. Reicher compare ce résultat expérimental à celui que don-

nerait l'application de la formule de M. J. Thomson relative à la variation de la température de fusion par la pression. Dans cette formule

$$\frac{dT}{dp} = \frac{pT(\sigma - \tau)}{Er}.$$

p est la pression en kilogrammes par mètre carré, T la température absolue de fusion (de transformation allotropique) à la pression p, E l'équivalent mécanique de la chaleur, r la chaleur latente de fusion (la chaleur latente de transformation allotropique), $\sigma - \tau$ la variation de volume en mètres cubes produits par la fusion (la transformation allotropique) d'un kilogramme. M. Reicher prend pour r la valeur 2,52 et pour $\sigma - \tau$ le nombre 0,0000126, résultat d'expériences directes faites par lui; il trouve alors

$$\frac{dT}{dp} = 0^\circ,045 \quad (\text{observé } 0^\circ,05).$$

L'accord entre ces deux nombres est certainement remarquable.

W. KLEIN. — Beiträge zur Kenntniss der optischen Aenderungen in Kristallen unter dem Einflusse der Erwärmung (Contribution à la connaissance des changements optiques dans les cristaux sous l'influence de la chaleur), t. IX, p. 38.

A l'aide d'un microscope polarisant, du système Bertrand, l'auteur a observé les déformations produites dans les courbes d'interférence de lames cristallines par suite d'un échauffement irrégulier de la plaque. Ces déformations sont évidemment dues aux pressions intérieures développées par une dilatation irrégulière. En chauffant un des bords d'une plaque carrée, les phénomènes sont à très peu près ceux qu'on observerait avec une pression perpendiculaire au bord chauffé. En tout cas, la cause des phénomènes observés paraît assez mal définie, et ils ne sauraient par suite se prêter à des mesures précises.

W.-C. BROGGER UND GUST. FLINK. — Ueber Kristalle von Beryllium und Vanadium (Sur les cristaux du glucinium et du vanadium), t. IX, p. 225.

Le glucinium est hexagonal; sa forme se rapproche beaucoup de celle du magnésium et du zinc. Le vanadium est cubique.

A. SCHRAUF. — Ueber die Trimorphie und die Ansdehnungscoefficienten von Titandioxyd (Sur le trimorphisme et les coefficients de dilatation de l'oxyde de titane), t. IX, p. 433.

L'auteur a mesuré sa dilatation dans un sens déterminé et les changements d'angle produits par la chaleur dans les trois formes cristallines de l'acide titanique, rutile, anatase et brookite. Les dilatations se déterminent en mesurant au microscope la distance de deux points d'un cristal placé sur une platine mobile au moyen d'une vis micrométrique. La dilatation de l'acier, dont est formée la vis micrométrique, se mesure en étudiant au microscope une lame de fluorine, et en admettant pour cette substance le coefficient de dilatation donné par M. Fizeau. Les changements de température se produisaient en faisant varier la température du laboratoire tout entier et étaient compris entre 5° et 33°. Les changements d'angle se mesuraient avec un goniomètre très précis et très bien étudié. Malheureusement les quantités à mesurer sont si petites qu'il paraît difficile d'accorder une confiance absolue aux nombres donnés par l'auteur, malgré le soin extrême avec lequel sont faites les expériences. La dilatation n'était que de $\frac{2}{1000}$ à $\frac{3}{1000}$ de millimètre; les variations d'angle portent sur les secondes. Voici en tout cas les nombres donnés. Ils se rapportent à la température de 17°,5.

Brookite (orthorhombique, et clinorhombique d'après M. Schrauf).

Dilatation suivant la petite diagonale.....	0,00001419
» » grande diagonale.....	0,00002920
» » la hauteur du prisme.....	0,00002205

Rutile (quadratique).

Dilatation suivant l'axe.....	0,00000994
» perpendiculaire à l'axe.....	0,00000719

Anatase (quadratique).

Dilatation suivant l'axe.....	0,00000664
» perpendiculaire à l'axe.....	—0,00000288

Les résultats de M. Schrauf s'accordent pour le rutile avec ceux de M. Fizeau qui avait trouvé suivant l'axe 0,00000919, et perpendiculairement à l'axe 0,00000714; mais il y a désaccord complet pour l'anatase où M. Fizeau a trouvé 0,00000819 suivant l'axe et 0,00000468 perpendiculairement à l'axe.

E. KALKOWSKY. — Ueber die Polarisationsverhältnisse von senkrecht gegen eine optische Axe geschnittenen zweiaxigen Krystallplatten (Sur les phénomènes de polarisation d'une plaque cristalline biaxe perpendiculaire à un axe optique), t. IX, p. 486.

Description des phénomènes de réfraction conique qu'on observe au microscope en visant à travers une lame cristalline, dans la direction de l'axe optique, un trou très petit percé dans un diaphragme. L'auteur décrit longuement les variations d'aspect de l'anneau observé, quand on fait varier la mise au point. Il a opéré dans une plaque de bichromate de potasse, ce qui l'oblige à se servir de lumière monochromatique à cause de la dispersion des axes. J'ai constaté, pour ma part, que le phénomène est bien plus beau avec une lame de sucre, qui n'a pas de dispersion, ce qui permet d'opérer en lumière blanche. M. Kalkowsky attribue le phénomène à la réfraction conique *intérieure,* sans donner de théorie; il est facile de s'assurer que la cause de ces apparences est bien plus complexe, et qu'on n'arriverait à la théorie que par une analyse complète de la marche des rayons au voisinage de l'axe de réfraction conique *extérieure,* dans l'intérieur du cône de réfraction conique intérieure. H. Dufet.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

5e série. — Tome XVII; 1884.

J. LARMOR. — Induction électromagnétique dans les surfaces et les solides conducteurs, p. 1-23.

Les cas traités sont ceux d'une sphère pleine ou creuse, soit immobile dans un champ magnétique variable, soit tournant uniformément dans un champ permanent. Pour toute action magnétique non symétrique relativement à l'axe de rotation, la sphère creuse est un écran dont l'efficacité est en raison directe de sa vitesse angulaire et de son rayon et inverse de sa résistance. Application à l'atmosphère terrestre supposée conductrice et au Soleil considéré comme inducteur. A l'insu de l'auteur, Himsted, en 1875, avait déjà déterminé expérimentalement la conductibilité du cuivre, par l'oscillation des sphères.

J. TYNDALL. — Sur les arcs-en-ciel, p. 61-64, 148, 244.

Reproduction artificielle de l'arc-en-ciel et des météores appelés *cercle d'Ulloa, spectre de Broken,* etc., à l'aide de pulvérisateurs à sulfure de carbone, solutions métalliques et surtout essences de pétrole et de térébenthine.

Von HELMHOLTZ. — Détermination des moments magnétiques par la balance (¹), p. 75-78.

On suspend aux fléaux d'une balance non magnétisable d'un côté un aimant vertical de moment m et de l'autre un aimant horizontal de moment μ dont le prolongement coupe le milieu du premier. On recommence l'expérience en renversant l'aimant vertical et l'on peut s'assurer que la différence C des tares nécessaires pour équilibrer le fléau vaut quatre fois la force verticale agissant sur l'un des aimants; si l'on désigne par a les distances de leurs centres, on a donc

$$C = \frac{12\, m\mu}{a^4}.$$

En utilisant trois barreaux, on pourra trouver les trois produits $m_1 m_2$, $m_1 m_3$, $m_2 m_3$ et par conséquent

$$m_1^2 = \frac{(m_1 m_2)(m_1 m_3)}{m_2 m_3}.$$

La précision peut être accrue en permutant les barreaux et en tenant compte des termes plus élevés en a^6, etc.

J. CROLL. — Sur la théorie physique des changements séculaires des climats, p. 81, 275-367.

Tout en reconnaissant l'influence des causes physiques et géographiques sur ces changements, l'auteur, dans ses trois Mémoires, plaide surtout en faveur des causes astronomiques, qui sont, d'une part, les variations de l'excentricité de l'orbite terrestre et, de l'autre, la précession équinoxiale. La première ramènerait tous les deux cent mille ans un *maximum maximorum* de froid; la deuxième en replaçant la terre à des périodes de plus de vingt mille ans dans

(¹) D'après les *Berichte der Akad. der Wissenschaften zu Berlin.*

la même situation par rapport au périhélie, produirait les simples maxima.

P. CHATTOCK. — Méthode pour déterminer expérimentalement la constante d'un électrodynamomètre, p. 111-115.

La bobine fixe est mise dans le courant principal d'une pile; la bobine mobile, qu'on anime d'une rotation uniforme ω, est mise, à une certaine phase de la révolution et grâce à des frotteurs convenables, en dérivation sur le circuit principal.

La dérivation comprend un galvanomètre et elle intercepte sur le circuit principal une résistance R variable. Quand le galvanomètre sera au zéro, c'est que la différence de potentiel RI aux extrémités de la résistance R fera équilibre à l'action inductrice des bobines $I\alpha\omega$ et à celle de la terre $H\alpha'\omega$. En changeant le sens du courant I, on aura une deuxième équation; d'où la constante

$$\alpha = \frac{R + R'}{2\omega}.$$

Si maintenant on fait agir un courant I', la bobine occupant la même position relative que dans le cas précédent, mais n'étant plus animée de mouvement rotatoire, la torsion τ des fils fera équilibre à l'action inductrice des bobines $I'^2\alpha$ et à celle de la terre $H\alpha'$ qu'on éliminera comme précédemment.

J. NICOL. — Équilibre des dissolutions salines, p. 150-156.

Études des volumes moléculaires déjà définis dans de précédentes Communications ([1]), dans le cas du mélange de deux sels. Le système occupant le moindre volume moléculaire tend à se former. Il ne reste généralement que deux sels en présence, sauf dans le cas de solutions concentrées ou prêtes à précipiter.

E. MILLS. — Points d'ébullition et de fusion dans les séries chimiques, p. 173-187.

Il serait avantageux de substituer à la formule linéaire de Kopp, liant la température y du changement d'état au nombre x de radi-

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, p. 225; 1884.

caux introduits dans le composé, la suivante

$$y = \frac{\beta(x-c)}{1+\gamma(x-c)};$$

β, γ, c sont des constantes.

RAYLEIGH. — Expériences d'acoustique, p. 188-194.

Détails pratiques relatifs à l'influence des vibrations sur les jets gazeux ou liquides dans des milieux de même nature.

O.-J. LODGE ET W. CLARK. — Phénomènes que présentent les corps vivement éclairés dans une atmosphère remplie de poussières, p. 214-239.

MM. Tyndall, Rayleigh, Frankland se sont occupés de l'espace sombre bien limité qu'on aperçoit surtout au-dessus d'un corps chaud ou au-dessous d'un corps froid et dû à l'absence de poussières qui, ailleurs, réfléchissent la lumière. Le Mémoire étudie le phénomène sous toutes ses faces, puis tente une explication basée sur la théorie cinétique du gaz. Le gaz ambiant est immobile à la surface même du corps; mais, à cause des différences de température, est animé, à une petite distance, de vitesses qui vont en croissant jusqu'à une certaine limite. De là résultent des différences de pression dont le résultat est de rejeter les poussières dans la couche de vitesse maximum.

C. KAMENSKY. — Conductibilité électrique et propriétés diverses des alliages cuivre-antimoine, p. 271-278.

Les mesures ont été faites à l'aide d'une balance d'induction. La conductibilité est maximum pour le composé $SbCu^2$ et minimum pour $SbCu^4$. Dans le cas du bronze, il y a maximum pour $SnCu^3$ et minimum pour $SnCu^4$. La courbe des densités a peu de rapports avec celle des conductibilités.

A. KUNDT. — Méthode simple pour mettre en évidence les propriétées pyro- et piézo-électrique d'un cristal, p. 328 (1).

Il suffit de projeter sur le cristal le mélange soufre et minium de Lichtemberg.

(1) D'après les *Berichte der Akad. der Wissenschaften zu Berlin.*

B. HASSELBERG. — Sur le second spectre de l'hydrogène, p. 329-352.

Plücker et Hittorf (1864), M. Berthelot (1869) avaient eu l'occasion de considérer dans des tubes de Geissler un spectre linéaire très riche que les premiers avaient attribué à l'hydrogène, le dernier à l'acétylène. Des recherches de M. Salet (1872) et de M. Wüllner (1881) avaient laissé la question indécise. M. Hasselberg, après la mesure de plus de cent cinquante longueurs d'ondes situées entre les raies $H\alpha$ et $H\gamma$ de l'hydrogène, n'hésite pas à attribuer ce spectre à l'hydrogène; il disparaîtrait à des hautes températures par la dissociation du gaz.

J. HOOD. — Absorption chimique et interdiffusion des gaz, p. 352-367.

L'auteur veut réaliser le cas idéal suivant : deux gaz mélangés dans un récipient sont mis en relation, par une ouverture qui ne laisse passer que l'un d'eux, avec un récipient vide; d'où l'on enlève le gaz diffusé au fur et à mesure. En réalité, l'ouverture est une dissolution de potasse absorbant l'un des gaz. Si Q et q sont les quantités du gaz absorbé au début et à l'époque τ, p sa pression, K et μ des constantes, on a

$$dq = Kp\,d\tau \quad \text{et} \quad Q - q = \mu p.$$

Le rapport $\frac{K}{\mu}$ que fournissait la mesure des pressions à des intervalles d'une minute ne s'est pas trouvé constant pour CO^2, H^2S, Cl, SO^2 pris individuellement.

ROWLAND. — Propagation d'un ébranlement électromagnétique arbitraire en ondes sphériques lumineuses et théorie dynamique de la diffraction, p. 413-437.

Le Mémoire de M. Rowland, purement mathématique, débute par la recherche de solutions satisfaisant aux équations générales qui régissent le mouvement vibratoire d'un milieu élastique et que l'on emploie dans les théories de la lumière et de l'électricité. Il exprime ces solutions en coordonnées rectilignes à l'aide des fonctions de Bessel et de ce que les Anglais appellent « harmoniques solides », c'est-à-dire les dérivées en x, y, z de tout ordre de la fonction $\frac{1}{r}$. Il passe ensuite aux coordonnées polaires et traite incidemment le cas d'un ébranlement produit dans un champ diélectrique par un

courant oscillant dans un conducteur circulaire. La deuxième partie est consacrée à l'étude de la diffraction.

« La solution de Stokes, dit-il, est basée sur les déplacements d'un milieu élastique. Or dans une onde il n'y a pas seulement déplacement, mais rotation, et les composantes de cette dernière doivent satisfaire à l'équation de continuité. Si l'onde rencontre une ouverture diffringente, la solution de Stokes laisse discontinue cette rotation ; or la rotation et le déplacement sont à angle droit et également importants; la véritable solution doit tenir compte de l'un et de l'autre. » Dans le cas le plus simple où l'on considère dans une ouverture diffringente, prise pour plan des xy, un déplacement parallèle à x, il faudra tenir compte de la rotation coexistante parallèle à y. Le déplacement en un point quelconque s'obtiendra en décrivant une sphère de l'ouverture comme centre et en menant par le point où le rayon lumineux pénètre dans la sphère des plans parallèles au déplacement et à l'ouverture. Les déplacements produits ont lieu suivant les cercles d'intersection. Dans la solution de Stokes, les cercles sont des méridiens passant par le déplacement originel. Quant à l'intensité, elle est donnée pour Stokes par l'expression

$$(1 + \cos\delta)^2 \sin^2\varphi,$$

à laquelle il faut adjoindre, d'après la théorie de Rayleigh,

$$(1 + \cos\delta)^2 \cos^2\varphi,$$

dont la somme est

$$(1 + \cos\delta)^2.$$

δ est l'angle du rayon diffracté avec le rayon incident dirigé suivant Oz; φ est l'angle du rayon diffracté avec le déplacement originel Ox.

BOSANQUET. — Détermination de la composante horizontale du magnétisme terrestre à Oxford, p. 438-447.

$$H = 0,18010 \text{ (Mars 1884)},$$
$$\text{Inclinaison} = 67^\circ 43',4.$$

DOBBIE ET HUTCHESON. — Méthode facile et rapide pour déterminer le poids spécifique d'un solide.

On évalue le volume en immergeant le corps dans un tube large

contenant un liquide et communiquant avec un tube étroit dont le niveau s'élève d'une hauteur proportionnelle au volume, si l'on ramène, par une pression manométrique, le niveau du gros tube toujours au même point. On s'en assure par un indicateur de niveau latéral.

F. GUTHRIE. — Sur l'eutexie, p. 462-481.

L'auteur appelle ainsi et étudie la propriété qu'ont les alliages de présenter un maximum de fusibilité, alors que les poids des composants ne sont pas des multiples exacts des équivalents. Même fait pour les mélanges des sels et enfin pour les solutions salines qu'il appelle *cryohydrates*. Application aux silicates en Minéralogie.

EDLUND. — Valeur de l'induction unipolaire terrestre, p. 493-506.

La force électromotrice produite par les pôles terrestres distants de 2ρ aux extrémités d'un conducteur de longueur Δr dirigée à l'équateur suivant le rayon (¹) est

$$x = \frac{2kM\rho\omega\Delta r}{(r^2+\rho^2)^{\frac{3}{2}}}, \tag{1}$$

où k est une constante, M l'intensité d'un pôle, ω la vitesse de rotation, r la distance de Δr au pôle. C'est cette quantité qu'il s'agit d'évaluer. Pour cela on mesure la déviation u produite sur une aiguille aimantée de moment $2\delta\mu$ par un barreau situé à la distance a, de moment $2lN$ et à angle droit avec l'aiguille. On sait que l'on a (méthode de Gauss)

$$\frac{M\rho}{(r^2+\rho^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2Nl\cot u}{a^3}; \tag{2}$$

d'autre part, on cherche la force électromotrice A produite dans un cylindre de rayon p tournant avec la vitesse v, autour de l'aimant entre deux sections droites, l'une passant par le centre, l'autre

(¹) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. VII, p. 174; 1878.

par un pôle ; on a

$$(3) \qquad A = 2kNlv\left(\frac{1}{\sqrt{l^2+p^2}} - \frac{1}{\sqrt{4l^2+p^2}}\right).$$

On substitue dans (1) le premier membre de (2) et la valeur de k tirée de (3). L'expérience a donné $x = 0{,}0231$ daniells pour une épaisseur de 1^m ($\Delta r = 1^m$), soit 23 daniells pour un kilomètre. M. Edlund trouve cette action, agissant continûment sur l'atmosphère, très suffisante pour expliquer les météores électriques.

BOSANQUET. — Sur les électro-aimants, p. 531-536.

Travaux expérimentaux faisant suite à d'autres parus en 1883. On appellera résistance d'un barreau le quotient du potentiel magnétique auquel il est soumis, par l'induction, c'est-à-dire le nombre des lignes de force traversant l'unité de section équatoriale. Cette résistance serait la somme de deux termes, l'un fonction de la forme du barreau, l'autre égal au rapport de sa longueur à sa perméabilité. Dans le cas d'anneaux, le premier terme disparaît et la longueur est remplacée par la circonférence moyenne de l'anneau.

H. WILD. — Observation des courants telluriques dans des lignes de un kilomètre; leurs relations avec les variations magnétiques, p. 559-562 (1).

La force électromotrice entre deux points distants d'un kilomètre est en moyenne de 0,001 volt, mais atteint 0,05 dans les orages magnétiques; la résistance de la terre pour cette distance entre deux électrodes de 1^{mq} varie entre 30 et 60 ohms. On peut y démêler une variation diurne. Les courants telluriques sont toujours la cause première des orages magnétiques, mais non des variations périodiques des éléments magnétiques.

B. ÉLIE.

(1) *Bulletin de l'Académie des Sciences de Saint-Pétersbourg*, 1er décembre 1883.

SUR LE RAYONNEMENT NOCTURNE;

PAR M. J. JAMIN.

C'est un fait hors de toute contestation que, vers les mois d'avril ou de mai, la température subit pendant la nuit un abaissement qui peut aller jusqu'à — 5° ou — 7° quand le ciel est clair et que le vent vient du nord. Ce phénomène, que le vulgaire attribue à la lune rousse ou aux saints de glace, manque rarement son effet; il vient de se manifester cette année, dans la nuit du 11 au 12 mai, par un véritable désastre dans quelques contrées de la Champagne. Les météorologistes l'attribuent avec raison au rayonnement nocturne; mais pourquoi ce rayonnement atteint-il toujours à cette même époque son maximum d'intensité? C'est ce que je vais essayer de rattacher au degré d'humidité de l'atmosphère. Je n'aurai pour cela qu'à consulter les observations faites en ballon par divers aéronautes et, en particulier, celles de M. Glaisher, qui sont les plus nombreuses et qui ont été exécutées aux plus grandes hauteurs.

Cependant, quand on étudie ces observations, on n'y reconnaît aucune loi, et cela tient à la méthode adoptée pour exprimer l'état hygrométrique. On se contente de noter le rapport de la force élastique f de la vapeur au moment considéré à la valeur maximum F qu'elle aurait si l'air était saturé. Or ce rapport $\frac{f}{F}$ ne définit point la quantité d'humidité de l'air, car il augmente avec la pression et diminue avec la température, sans que la proportion de vapeur change. C'est une fonction complexe de la pression, de la température et de l'humidité, surtout une fonction de la température, et comme, à diverses hauteurs, la température et la pression éprouvent des variations continuelles, on ne peut déduire de la connaissance de $\frac{f}{F}$ les changements qu'éprouve l'humidité seule.

Il faut abandonner cette notation et, de même que, pour analyser l'air, il faut mesurer les proportions d'oxygène, d'azote ou d'acide carbonique qu'il contient, de même il faut, pour savoir les proportions de l'humidité, chercher les poids de vapeur contenus dans un poids constant d'air sec, poids invariable quand l'air conservera son humidité et changeant quand elle variera. On peut

mesurer cette proportion par le rapport de f à $H - f$ [1], qui est ce que j'ai nommé la *richesse hygrométrique*.

Heureusement, on peut calculer ce rapport d'après les données de l'expérience dans les tableaux d'observation de M. Glaisher. M. Angot a bien voulu faire exécuter ces calculs dans les bureaux de l'Observatoire météorologique. Je m'en suis servi pour tracer les courbes de la richesse hygrométrique aux diverses hauteurs. Ces courbes ne sont pas d'une régularité parfaite; elles sont cependant assez régulières pour qu'on en puisse déduire les lois générales du phénomène. J'en ai déduit les nombres suivants pour divers mois, à des altitudes croissant de 0^m à 7500^m :

Valeurs de $\frac{f}{H-f}$ *à diverses altitudes.*

Altitude.	18 avril.	16 juin.	18 août.	5 septembre.
m 0	0,00142	0,00140	0,00122	0,00135
500	114	109	130	116
1000	91	86	140	102
1500	79	69	125	92
2000	70	50	112	88
2500	60	39	100	82
3000	42	40	90	80
3500	27	46	65	72
4000	12	48	60	67
4500	1	46	55	55
5000	»	39	54	40
5500	»	39	55	29
6000	»	22	52	20
6500	»	19	50	18
7000	»	20	45	15
7500	»	20	42	10

On reconnaît d'abord qu'à la surface du sol la richesse hygro-

---

[1] Le poids d'un volume V d'air sec, pression $(H - f)$, à t°,

$$p = \frac{V(1,3)(H-f)}{(1+at)760};$$

celui d'un même volume de vapeur à t°, sous la pression f,

$$\pi = \frac{v(1,3)f}{(1+at)760}0,612,$$

métrique diffère peu aux divers mois de l'année; mais elle va en diminuant à mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère.

En second lieu, on constate que la diminution d'humidité décroît très lentement au 18 août, mais de plus en plus rapidement à mesure qu'on s'éloigne de cette date. Au 18 avril, il n'y avait plus de vapeur à 3500^m, tandis qu'il en restait encore des quantités notables à 7500^m, dans tous les autres mois de l'année.

C'est donc au mois d'avril, précisément à l'époque des gelées printanières, que la somme de vapeurs est la plus petite; et, comme la vapeur est imperméable à la chaleur, c'est à cette époque de l'année que le rayonnement nocturne doit être maximum; par contre, c'est au mois d'août qu'il doit y avoir le plus d'humidité dans les hauteurs, que les pluies doivent être le plus abondantes et les nuits le plus chaudes.

Outre ces conclusions, qui ont leur intérêt, les réflexions précédentes montrent que la mesure de l'humidité de l'air, telle que l'on persiste à la faire par le rapport $\frac{f}{F}$, est de nature à masquer les lois de l'Hygrométrie, tandis que la détermination de la composition hygrométrique de l'air, telle que je propose de la faire, les met en évidence sans compliquer les mesures.

SUR LA FORME DE LA SURFACE DE L'ONDE LUMINEUSE DANS UN MILIEU ISOTROPE PLACÉ DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE UNIFORME : EXISTENCE PROBABLE D'UNE DOUBLE RÉFRACTION PARTICULIÈRE DANS UNE DIRECTION NORMALE AUX LIGNES DE FORCE;

PAR M. A. CORNU.

Un milieu isotrope transparent, placé dans un champ magnétique, acquiert, comme on sait, le pouvoir rotatoire dans le sens

---

d'où

$$\frac{p}{P} = \frac{f}{H - f} 0,622.$$

$\frac{f}{H - f}$ peut être pris pour mesure de proportion d'humidité; elle est indépendante de la température et de la pression.

des lignes de force. Verdet, dans ses belles recherches, a établi expérimentalement des résultats qu'on peut énoncer ainsi :

La rotation du plan de polarisation est proportionnelle : 1° à l'intensité M *du champ magnétique; 2° au cosinus de l'angle* α *que fait la direction du faisceau lumineux avec les lignes de force du champ.*

Si l'on interprète cette loi suivant la théorie de Fresnel (vérifiée d'ailleurs par les expériences de plusieurs physiciens), on écrira que les vitesses v', v'' de propagation des ondes planes dont la vibration est circulaire gauche ou circulaire droite sont, à l'ordre d'approximation que comportent les mesures, soumises à la condition suivante

$$v'' - v' = 2kM\cos\alpha,$$

$2k$ étant une constante spécifique du milieu isotrope, dépendant de la longueur d'onde de la radiation observée.

D'autre part, j'ai établi par expérience (¹) la loi suivante :

La moyenne des vitesses de propagation des ondes circulaires de sens inverses séparées par l'action magnétique est sensiblement égale à la vitesse commune v *de ces ondes quand l'action magnétique est nulle.*

D'où la relation

$$v' + v'' = 2v.$$

Ces deux conditions analytiques sont l'expression de deux lois expérimentales : si l'on admet que ces deux lois sont rigoureuses (ce qu'on ne peut guère démontrer que par leurs conséquences), on en conclura les valeurs de v' et v'', c'est-à-dire les vitesses des ondes planes polarisées circulairement dans les deux sens pour toutes les directions de propagation,

$$v' = v - kM\cos\alpha, \quad v'' = v + kM\cos\alpha.$$

Il suffira dès lors d'employer la méthode géométrique de Fresnel pour obtenir, par un simple calcul d'*enveloppes* (²), la surface de l'onde lumineuse dans le milieu soumis à l'action magnétique.

(¹) *Comptes rendus*, t. XCII, p. 1368.

(²) La loi de Verdet à elle seule ne suffirait pas, quoiqu'on puisse toujours po-

A cet effet, rapportons chaque onde plane à trois axes rectangulaires OX, OY, OZ, l'axe OX étant parallèle aux lignes de force du champ. La surface d'onde cherchée est l'enveloppe d'un plan dont la distance à l'origine est égale à la vitesse de propagation normale.

Si l'on désigne par α, β, γ les angles que forme la normale au plan d'onde avec les axes OX, OY, OZ, on aura évidemment, pour l'équation de ces plans,

$$x\cos\alpha + y\cos\beta + z\cos\gamma = v \pm kM\cos\alpha,$$

qu'on peut écrire

$$(1)\qquad (x \mp kM)\cos\alpha + y\cos\beta + z\cos\gamma = v,$$

avec la condition

$$(2)\qquad \cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1.$$

L'enveloppe du plan s'obtient en différentiant ces deux équations par rapport à $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$, considérés comme des paramètres variables, et en annulant les coefficients des différentielles indépendantes; il vient évidemment

$$(3)\qquad \frac{x \mp kM}{\cos\alpha} = \frac{y}{\cos\beta} = \frac{z}{\cos\gamma} = \frac{v}{1},$$

équations du rayon vecteur qui joint l'origine au point de contact. Éliminant $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$ à l'aide de l'équation (2), on obtient l'équation de la surface de l'onde cherchée

$$(4)\qquad (x \mp kM)^2 + y^2 + z^2 = v^2,$$

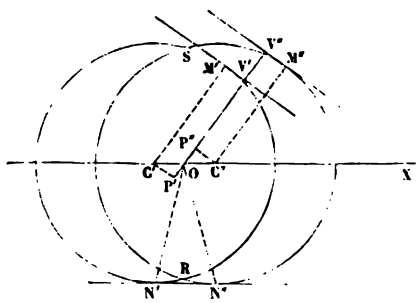
résultat qu'on obtiendrait du reste facilement par la Géométrie pure.

En effet, la surface cherchée est évidemment de révolution autour d'une parallèle aux lignes de forces OX passant par le centre O, origine des ondes : il suffit donc de déterminer la méridienne de cette surface, ce qui ramène à la Géométrie plane. Soit donc V'M' le plan d'onde situé à la distance $OV' = v'$ de l'origine; le

---

ser $v' + v'' = 2u$; car alors on ne pourrait pas affirmer que u ne dépend pas de α, ce qui rendrait l'élimination impossible.

point de contact M′ avec la courbe enveloppe s'obtiendra en remarquant que $OV' = v - kM\cos\alpha$, l'angle α étant égal à V′OX : prolongeons V′O jusqu'en P′, de manière que $P'V' = v =$ constante, car c'est la vitesse dans le milieu non influencé : alors OP′ représente $kM\cos\alpha$, c'est-à-dire la projection de kM qui est aussi une constante. Mais $P'OC' = \alpha$; donc la grandeur constante peut être placée sur le prolongement de OX et par suite le point P′ est la projection du point fixe C′ tel que $OC' = kM$. Complétant le rectangle C′P′V′M′ on a $C'M' = P'V' = v$; donc la droite M′V′ est à une distante constante du point C′ : par conséquent elle enveloppe un cercle. On démontrerait de la même manière que la droite V″M″ enveloppe un cercle dont le centre est C″, symétrique de C′ par rapport au point O.



La surface cherchée est donc un système de deux sphères excentriques, dont l'axe commun est parallèle aux lignes de force du champ magnétique : l'une des sphères correspond aux ondes circulaires *dextrorsum*, l'autre aux ondes circulaires *sinistrorsun*. On en conclut l'énoncé suivant :

Dans un milieu isotrope, placé au sein d'un champ magnétique uniforme, les deux espèces d'ondes à vibrations circulaires inverses, seules susceptibles d'exister, se propagent suivant des sphères identiques à la sphère d'onde du milieu à l'état naturel, déplacées symétriquement de la même quantité dans la direction des lignes de force.

Ce déplacement magnétique est proportionnel à l'intensité du champ et à la constante électro-optique du milieu.

Il n'est peut-être pas inutile de faire remarquer que le résultat,

fondé sur des lois expérimentales, est indépendant de toute théorie moléculaire ou magnétique.

Directions singulières de double réfraction circulaire magnétique. — Cette disposition des deux nappes sphériques de la surface d'onde présente une particularité intéressante : si l'on considère des ondes planes se propageant perpendiculairement aux lignes de force, on sait, d'après la loi de Verdet, qu'elles présentent la même vitesse de propagation normale, puisque le pouvoir rotatoire est nul dans ces conditions.

Effectivement, deux plans parallèles tangents aux deux sphères coïncident lorsqu'ils sont en même temps parallèles à l'axe commun : mais il en résulte aussi que chaque plan parallèle à l'axe a deux points de contact N'N'' (*voir* la figure précédente) avec la surface de l'onde, l'un sur la nappe des vibrations circulaires droites, l'autre sur la nappe des vibrations circulaires gauches, et les deux points sont dans un même plan avec l'axe de révolution.

Donc les directions lumineuses efficaces (ce qu'on nomme les *rayons* dans la double réfraction ordinaire) sont séparées d'un angle appréciable, bien que les ondes planes qui leur correspondent cheminent en coïncidence : de là *l'existence probable d'une double réfraction d'un genre particulier dans la direction normale aux lignes de force,* c'est-à-dire dans une direction où l'on a coutume de considérer l'action magnétique sur la lumière comme nulle.

C'est un phénomène qui rappelle celui qu'on observe dans les cristaux à deux axes optiques lorsque l'onde plane devient tangente à la surface d'onde suivant un cercle ; mais il en diffère en ce que les *rayons* correspondant à la même onde plane sont au nombre de deux seulement, tandis qu'ils se résolvent en une nappe conique dans le cas des cristaux.

On peut remarquer aussi l'existence du cercle équatorial RS en chaque point duquel la surface double a deux points tangents : on retrouve l'analogue des points singuliers de la surface de l'onde de Fresnel, et la possibilité de produire des phénomènes rappelant ceux de la réfraction conique aussi bien que ceux de la réfraction cylindrique.

Comme dans les milieux cristallisés jouissant de la double ré-

fraction rectiligne, la direction du *rayon* est en général oblique sur le plan de l'onde : l'expression de l'angle ε que fait la normale à ce plan avec le rayon s'obtient aisément; en éliminant x, y, z dans la formule

$$\cos\varepsilon = \frac{x}{r}\cos\alpha + \frac{y}{r}\cos\beta + \frac{z}{r}\cos\gamma \quad \text{avec} \quad r = \sqrt{x^2+y^2+z^2};$$

à l'aide des équations (3), on trouve

$$(5)\qquad \left\{\begin{aligned} \cos\varepsilon &= \frac{v \pm kM\cos\alpha}{\sqrt{v^2 \pm 2vkM\cos\alpha}},\\ \sin\varepsilon &= \frac{\pm kM\sin\alpha}{\sqrt{v^2 \pm 2vkM\cos\alpha}},\\ \operatorname{tang}\varepsilon &= \frac{\pm kM\sin\alpha}{v \pm kM\cos\alpha}. \end{aligned}\right.$$

Mais il n'y a pas de parallélisme à établir entre ces deux genres de double réfraction; les comparaisons présentent la symétrie *alterne* particulière aux actions électromagnétiques : ainsi, dans la double réfraction magnétique, suivant l'axe de révolution ($\alpha = 0$), les ondes planes ont des vitesses différentes v', v'', et les rayons correspondants coïncident ($\varepsilon = 0$); normalement à cet axe $\left(\alpha - \frac{\pi}{2}\right)$ c'est l'inverse : les ondes ont la même vitesse v et les rayons des directions différentes $\left(\operatorname{tang}\varepsilon = \pm\frac{kM}{v}\right)$.

J'avais obtenu ces résultats depuis longtemps, mais je me réservais de les faire connaître après avoir examiné s'il était possible de mettre cette double réfraction très singulière en évidence par une expérience directe. Mon attention a été appelée de nouveau sur cette question par une Note récente de M. le Dr Von Fleischl (1)

---

(1) *Ueber die Deformation der Lichtwellenfläche im magnetischen Felde* (*Anzeiger der kais. Akademie der Wissenschaften in Wien*, Nr. XIII).

M. le Dr Von Fleischl donne sans démonstration l'équation de la surface

$$\frac{(x^2+y^2)n^2+z^2}{2r^2n^2} \pm \frac{x\sqrt{n^2-1}}{r} + \frac{n^2}{2} = 1.$$

n est une fraction irrationnelle dont la valeur diffère peu de l'unité et représente la mesure d'une déformation homogène que la sphère primitive (de rayon r) subit dans le sens de l'axe des x.

intitulée : *Sur la déformation de la surface d'onde lumineuse dans un champ magnétique.* D'après ce qui précède, on voit qu'il n'y aurait pas *déformation,* mais *dédoublement.*

Il ne m'a pas été jusqu'ici possible de tenter l'expérience, parce qu'elle offre d'assez grandes difficultés provenant de l'extrême petitesse du phénomène; mais ces difficultés ne me paraissent pas insurmontables, eu égard à la puissance des appareils électromagnétiques qui se construisent actuellement. Voici, en effet, le calcul des éléments à observer.

Les deux points de contact du plan d'onde avec les sphères ont pour distance $2kM$, ainsi qu'il résulte de l'équation (3). La sphère ayant pour rayon v, on a, pour l'angle 2ε des deux rayons, l'expression

$$\tang 2\varepsilon = \frac{2kM}{v}, \tag{6}$$

qu'on retrouve d'ailleurs comme cas particulier de (5).

On exprime aisément $2kM$ en fonction de l'angle ω dont tournerait le plan de polarisation d'un rayon traversant une longueur e du milieu suivant les lignes de force magnétique,

$$\omega = \frac{\pi e}{\lambda}\left(\frac{V}{v'} - \frac{V}{v''}\right), \tag{7}$$

V étant la vitesse de la lumière dans l'air et λ la longueur d'onde de la radiation également dans l'air.

Remplaçant dans cette expression le produit $v'v''$ par v^2 qui lui est sensiblement égal, la différence $v'' - v'$ par $2kM$ (puisque $\alpha = 0$), et V par nv, n étant l'indice de réfraction du milieu, on en déduit

$$e \tang 2\varepsilon = \frac{1}{n}\frac{\omega}{\pi}\lambda. \tag{8}$$

Cette valeur de $e \tang 2\varepsilon$ représente le dédoublement linéaire cherché du rayon qui a traversé une épaisseur e du milieu donné dans une direction normale aux lignes de force d'un champ magnétique, l'effet de ce champ magnétique étant de faire tourner d'un angle ω le plan de polarisation lorsque cette épaisseur e est traversée parallèlement aux lignes de force.

On voit que le dédoublement est de l'ordre de la longueur d'onde,

car le facteur numérique qui le multiplie peut être rendu égal à l'unité dans des conditions qu'il ne serait pas très difficile de réaliser pratiquement; il suffirait donc de rendre ce facteur environ dix fois plus considérable pour atteindre l'ordre du centième de millimètre, c'est-à-dire d'une dimension suffisante pour constater nettement le dédoublement et la polarisation circulaire inverse des deux images ([1]); un certain nombre d'artifices bien connus dans ce genre de recherches s'offrent naturellement à l'esprit et font penser que l'expérience est réalisable.

Le dédoublement n'est qu'en apparence (8) proportionnel à λ; il est, en réalité, sensiblement en raison inverse de la longueur d'onde, car l'angle ω suit à fort peu près la loi de Biot, c'est-à-dire varie en raison inverse de λ^2.

Ces vérifications auraient un intérêt dont la portée dépasserait évidemment celle des considérations élémentaires qui ont servi à les prévoir.

FORCE ÉLECTROMOTRICE DE COMBUSTION. — ÉTUDE DES MOYENS EMPLOYÉS POUR PRENDRE LE POTENTIEL DE L'AIR;

PAR M. H. PELLAT.

Pour déterminer le potentiel d'une masse d'air, on se sert souvent d'un corps en ignition relié à l'électromètre. On admet que cet instrument se met, au bout de quelques instants, au même potentiel que la couche d'air dans laquelle se produit la combustion.

Nous avons voulu voir s'il en était bien ainsi, et nous avons étudié d'abord, à ce point de vue, les mèches en papier à filtre (papier Berzelius), imprégnées d'azotate de plomb, qui sont très employées pour les électromètres portatifs. Ces mèches étaient enfilées sur une tige de laiton pointue, isolée et reliée à l'aiguille d'un électro-

---

([1]) On doit s'attendre, en observant avec un analyseur, à rencontrer dans les parties communes aux deux faisceaux émergents un système de franges polarisées d'une manière périodique, comme celles obtenues par M. Fizeau avec deux parallélépipèdes de Fresnel (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXIII, p. 405).

mètre dont les quadrants étaient portés à des potentiels égaux et de signes contraires. La combustion se faisait à l'intérieur d'une pièce dont l'air n'était pas électrisé.

Nous avons reconnu ainsi que l'aiguille, loin de se mettre au potentiel de l'air, sensiblement le même que celui des murs de la salle, prend un excès de potentiel de plusieurs volts : *il y a une force électromotrice due à la combustion.*

Cette force électromotrice est du reste variable d'une façon très irrégulière au cours d'une même combustion. En particulier, quand la partie incandescente descend au-dessous de la pointe de la tige de laiton et forme une couronne autour d'elle, le potentiel de l'aiguille peut être supérieur de plus de 100 volts à celui de l'air ambiant.

On voit à quelles graves erreurs on s'expose en employant ces mèches ; leur usage doit être abandonné dans toutes les recherches précises sur l'électricité atmosphérique.

Ces expériences nous ont amené à essayer, comme prise de potentiel, une flamme de gaz brûlant à l'extrémité d'un bec métallique isolé et relié à l'aiguille de l'électromètre. Contrairement à ce qui a lieu dans la combustion des mèches de papier, l'aiguille de l'électromètre prend rapidement une position fixe.

Pour voir si l'aiguille obéit bien à une brusque variation du potentiel de l'air entourant la flamme, nous avons disposé à quelque distance de celle-ci une feuille de carton de 1^{mq} environ, recouverte de papier d'étain et suspendue verticalement par des cordons de soie ; à l'aide d'un commutateur, on pouvait mettre cette feuille métallique, soit en communication avec les conduites de gaz de la pièce, soit en communication avec le pôle positif d'une pile de 100 éléments Volta, dont le pôle négatif communiquait avec les conduites de gaz. En faisant varier ainsi le potentiel de la feuille métallique, on faisait varier le potentiel de l'air entourant la flamme. Or, à chaque changement du commutateur, l'aiguille passait dans un temps très court de son ancienne position d'équilibre à sa nouvelle position et restait fixe : ces prises de potentiel à flamme obéissent rapidement aux variations du potentiel de l'air.

Nous avons étudié alors les forces électromotrices auxquelles nous pensions que la combustion du gaz pouvait donner naissance.

Pour faire cette étude dans des conditions bien définies, le bec a été placé à l'intérieur d'un grand cylindre creux en métal, fermé en haut par une plaque de même métal ne laissant que les ouvertures nécessaires pour le tirage. Nous appellerons cette enveloppe cylindrique l'*inducteur*. Voici les résultats.

L'appareil que nous venons de décrire se comporte exactement comme un élément de pile. Si l'on soude à l'inducteur et au bec métallique deux fils d'un même métal, qui seront les deux pôles de l'élément, on constate entre eux une différence de potentiel constante, dans l'état d'équilibre électrique, et qui se rétablit rapidement dès qu'on vient à l'altérer : c'est la force électromotrice de l'élément.

Ces éléments peuvent se mettre en opposition ou en tension avec une pile quelconque, tout comme un élément hydro-électrique. Leur force électromotrice se mesure aisément par l'électromètre; elle dépend : 1° de la nature du gaz qui brûle; 2° de la nature du métal qui constitue le bec; 3° de la nature de la surface interne de l'inducteur. Elle est indépendante de la dimension de l'inducteur et de la hauteur de la flamme, pourvu que celle-ci ne dépasse pas $0^m,01$; quand la flamme est grande, le phénomène devient irrégulier, par suite probablement de la mauvaise conductibilité de la flamme. Voici les nombres trouvés pour quelques éléments (1) :

(1) Il est bien évident que la moindre altération de la surface interne de l'inducteur ou de la surface du bec doit modifier la force électromotrice, comme les altérations de la surface des électrodes modifient la force électromotrice d'un élément hydro-électrique. La difficulté d'avoir des surfaces métalliques bien nettes, malgré le soin apporté au nettoyage de ces surfaces, ne nous permet de présenter ces nombres que comme une première approximation. Nous avons tenu plus à montrer la régularité du phénomène qu'à chercher la valeur exacte de la force électromotrice dans le cas de métaux d'une netteté irréprochable.

Ce qui rend difficile la recherche de la valeur de la force électromotrice avec des métaux parfaitement nets, c'est que ceux-ci s'altèrent peu à peu pendant la combustion, ce qui est indiqué par une variation régulière des nombres. Cette variation de la force électromotrice était peu accusée avec le gaz d'éclairage, et presque nulle, même pour des becs et des inducteurs en platine. Elle était beaucoup plus notable dans le cas du gaz hydrogène. Ce gaz était préparé par le zinc et l'acide chlorhydrique et, malgré la précaution de le faire passer sur de la potasse, sur de la poudre imbibée d'azotate de plomb, sur de la potasse imbibée d'azotate d'argent et de nouveau sur de la potasse, il gardait encore une légère odeur, due à l'hydrogène arsénié.

					volt
Gaz hydrogène,	bec en	laiton,	inducteur en	cuivre.....	0,30
»	»	laiton,	»	zinc	0,88
»	»	zinc,	»	cuivre.....	0,09
»	»	platine,	»	cuivre.....	0,45
»	»	platine,	»	platine..... .	0,10
Gaz d'éclairage,	»	platine,	»	platine.....	0,94
»	»	platine,	»	cuivre.	1,72
»	»	zinc,	»	zinc.....	1,15

Le pôle positif est au bec, le pôle négatif à l'inducteur; dans tous les cas, le gaz d'éclairage a donné des forces électromotrices beaucoup plus grandes que l'hydrogène.

Nous ne croyons pas que ces forces électromotrices de combustion aient été déjà étudiées ni même signalées nettement.

La résistance de pareils éléments est énorme, bien évidemment; elle a été mesurée par la durée de la charge d'une bouteille de Leyde, de capacité connue. L'armature intérieure était réunie au bec et à l'aiguille de l'électromètre, l'armature extérieure à l'inducteur; on réunissait d'abord les deux armatures, puis on les isolait et l'on notait toutes les trente secondes la position de l'aiguille.

Désignons, au temps t, après l'isolement des deux armatures, par V leur différence de potentiel; désignons par E la force électromotrice de l'élément, par R sa résistance et par r celle du verre de la bouteille, qui était du même ordre de grandeur; soit enfin C la capacité de la bouteille de Leyde: cette capacité était très grande vis-à-vis de celle de l'aiguille.

Pendant le temps dt, la charge de chaque armature est augmentée d'une quantité dq donnée par

$$dq = \frac{E - V}{R}\,dt - \frac{V}{r}\,dt; \tag{1}$$

on a d'ailleurs

$$dq = C\,dV, \tag{2}$$

d'où

$$C\frac{dV}{dt} + \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r}\right)V - \frac{E}{R} = 0. \tag{3}$$

La fonction qui satisfait à cette équation différentielle est de la

forme

$$V = A + Be^{-mt}. \tag{4}$$

On a d'ailleurs $B = -A$, puisque, pour $t = 0$, on a $V = 0$, ce qui donne

$$V = A(1 - e^{-mt}) \tag{5}$$

Par substitution, on trouve, pour l'expression des constantes A et m,

$$\left\{\begin{aligned} m &= \frac{1}{CR}\left(1 + \frac{R}{r}\right), \\ A &= \frac{E}{1 + \frac{R}{r}}. \end{aligned}\right. \tag{6}$$

On tire de là

$$R = \frac{1}{mA}\frac{E}{C}. \tag{7}$$

Trois observations équidistantes, donnant les valeurs de V aux temps t, $t + \theta$ et $t + 2\theta$, permettent de déterminer m et ensuite de trouver A. Ces valeurs, étant portées dans la formule (5). ont montré que cette formule représentait d'une façon très exacte la loi du phénomène; les nombres calculés coïncident, aux erreurs d'observations près, avec les nombres observés, même en dehors des nombres choisis pour faire le calcul des constantes.

La connaissance de A et de m, jointe à celle de E et de C, fait connaître la valeur de R.

On a trouvé ainsi, pour la résistance de l'élément, pour une flamme de gaz d'éclairage de $0^m,01$ de haut, dans le cas : 1° d'un inducteur en zinc, de $0^m,13$ de diamètre et de $0^m,30$ de haut, environ 115000 mégohms; 2° d'un inducteur aussi en zinc, mais de diamètre et de hauteur moitié moindre, 69000 mégohms : la résistance diminue avec les dimensions de l'inducteur.

L'explication des phénomènes qui se produisent dans ces piles d'un nouveau genre nous paraît assez simple. Tant que les particules gazeuses qui s'échappent de la région conductrice de la flamme ne sont pas au même potentiel que l'air qui les environne, elles se chargent et emportent de l'électricité; le potentiel de la flamme varie par là jusqu'à ce que les gaz, en quittant la flamme,

aient le même potentiel que l'air ambiant, et, par conséquent, que la couche d'air qui recouvre la partie interne de l'inducteur.

Si cette explication est exacte, on doit trouver, pour la différence des forces électromotrices correspondant à deux inducteurs de natures différentes dans lesquels brûle le même gaz à l'extrémité du même bec, une valeur égale à celle de la différence de potentiel des couches électriques qui recouvriraient les surfaces internes de ces deux inducteurs si on les mettait en communication métallique. C'est bien en effet ce qui a lieu en gros. Si ces nombres trouvés pour la différence des forces électromotrices ne sont pas identiques à ceux que nous avons obtenus par une autre méthode bien plus précise pour la différence de potentiels apparents de deux métaux au contact ([1]), cela nous paraît tenir simplement au défaut de netteté de la surface des inducteurs en cuivre ou en zinc qui s'altéraient assez rapidement par le fait même de la combustion (*voir* la note de la p. 256).

Tant que la flamme n'est pas au même potentiel que la couche d'air qui couvre l'inducteur, cette couche et la flamme sont chargées d'électricités contraires; les particules gazeuses, en quittant la flamme et emportant son électricité, sont attirées par l'inducteur et le déchargent. Cet écoulement d'électricité, dû à son transport par les particules gazeuses, doit être d'autant plus considérable, que la charge des particules est plus grande et que la force électrique qui les attire est plus considérable ; or, pour une même différence de potentiel entre la flamme et l'inducteur, cette charge et cette force augmentent quand la distance entre la flamme et l'inducteur diminue. Ainsi s'explique la moindre résistance des éléments à petites dimensions.

II. La disposition qui nous a servi à étudier la rapidité avec laquelle une flamme obéit aux variations de potentiel de l'air ambiant nous a servi aussi à faire la même étude pour les appareils à écoulement d'eau. On sait que ces appareils, imaginés par sir W. Thomson, sont constamment employés dans les observatoires météorologiques.

([1]) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. XXIV, 1881.

Nous avons reconnu ainsi que ces appareils mettent un temps assez long à charger l'aiguille de l'électromètre au potentiel de l'air. Ainsi, avec un débit de 8^{lit} d'eau en douze heures, il fallait six minutes pour que l'électromètre accusât les $\frac{8}{10}$ de la variation de potentiel produite; avec un débit de 12^{lit} en douze heures, il fallait cinq minutes pour que l'aiguille accusât la presque totalité de la variation de potentiel.

Du reste, la grosseur des gouttes a évidemment une influence marquée sur la rapidité de l'égalisation de potentiel. Pour une même dépense d'eau, il y a avantage à employer des gouttes fines, car la masse de la goutte varie comme le cube de son rayon et sa capacité électrique comme la première puissance du rayon.

Cette lenteur des appareils à écoulement est un défaut. De brusques variations dans le potentiel de l'air, suivies d'un brusque retour au premier état doivent passer inaperçues; les maxima et les minima doivent être diminués.

En résumé, une flamme courte brûlant à l'extrémité d'un bec métallique serait une prise de potentiel bien préférable à un écoulement d'eau. Malheureusement l'emploi d'une flamme est restreint à la détermination du potentiel d'une masse d'air connue; car, en plein air, le vent éteindrait la flamme. Dans ce cas, il faut bien se servir des appareils à écoulement. Or je crois qu'on remédierait beaucoup à la lenteur des indications en multipliant les orifices d'écoulement (en les disposant, par exemple, sur le pourtour d'une couronne), et en réduisant convenablement les orifices pour ne pas augmenter la dépense d'eau.

Il nous paraît nécessaire aussi que les orifices d'écoulement soient notablement au-dessous du fond du réservoir d'eau, pour que la diminution de la hauteur du liquide dans le flacon ne fasse pas trop varier le débit : un vase de Mariotte serait très convenable.

Enfin il ne faut pas oublier que les flammes ou les appareils à écoulement ne donnent le potentiel de l'air qu'à une constante près de l'ordre de grandeur du volt. Cette constante s'élimine si l'on mesure la différence de potentiel de deux couches d'air avec des appareils semblables, mais elle ne s'élimine pas dans d'autres cas.

APPLICATIONS DES SPECTRES CANNELÉS DE FIZEAU ET FOUCAULT;

PAR M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Dans un précédent travail [1], j'ai étudié la dispersion de double réfraction du quartz et déterminé les données numériques nécessaires pour pouvoir calculer, à plus de $\frac{1}{4000}$ près, pour toutes les longueurs d'onde comprises entre les raies B et h du spectre solaire, les valeurs de la fonction

$$Y = 2\frac{n'-n}{\lambda}.$$

Cette fonction, dont la valeur peut être considérée comme caractérisant une radiation simple tout aussi bien qu'un indice de réfraction ou la longueur d'onde, possède deux propriétés importantes :

1° Les valeurs entières de Y représentent les numéros d'ordre des franges que donnerait dans le spectre un quartz parallèle à l'axe de $0^m,01$ d'épaisseur placé entre un polariseur et un analyseur, normalement au faisceau lumineux qui le traverse.

2° Si l'on vient à substituer à cette lame de $0^m,01$ d'épaisseur un quartz parallèle à l'axe d'épaisseur e quelconque, les numéros d'ordre p des franges auxquelles il donne naissance sont donnés par la formule

$$p\frac{\lambda}{2} = (n'-n)e$$

ou

$$p = Ye. \tag{1}$$

Pour chacune des franges noires obtenues, le produit de l'épaisseur e de la lame par la valeur correspondante de la fonction Y *est un nombre entier, et ce nombre n'est autre que le numéro d'ordre de cette frange.*

Pour les diverses applications que nous allons passer en revue,

---

[1] *Étude de la dispersion de double réfraction du quartz* (*Journ. de Phys.*, p. 159).

nous avons tout avantage à construire au préalable, à grande échelle, la courbe dont les abscisses sont les longueurs d'onde, et les ordonnées les valeurs de Y ([1]).

I. La première application dont nous nous occuperons a été déjà signalée par M. Mouton ([2]), mais le mode de calcul indiqué plus loin présente sur le sien l'avantage tout à la fois d'une plus grande exactitude et d'une plus grande simplicité.

Étant donnée une lame de quartz parallèle à l'axe, nous nous proposerons : 1° de déterminer les numéros d'ordre de toutes les franges auxquelles il peut donner naissance; 2° de calculer en fonction du millimètre de Fraunhofer l'épaisseur de cette lame. Nous supposerons, à cet effet, que l'on fait usage pour produire le spectre, soit d'un réseau connu, soit d'un spectroscope gradué en longueurs d'onde.

Observons, par exemple, les franges obtenues dans le cas où les plans de polarisation du polariseur et de l'analyseur sont parallèles (p impair). Soit p le numéro d'ordre inconnu d'une frange dans le rouge, de longueur d'onde λ_1, à laquelle correspond la valeur Y_1 de Y; soient, d'autre part, $p + 2q$ le numéro d'ordre, λ_2 la longueur d'onde, Y_2 la valeur de Y correspondant à une frange dans le bleu; q est connu, car c'est, comme l'on sait, le nombre de franges comprises entre les deux régions λ_1 et λ_2 du spectre. On aura, d'après l'équation (1),

$$p = Y_1 e, \quad p + 2q = Y_2 e;$$

d'où

$$\frac{p}{p + 2q} = \frac{Y_1}{Y_2}.$$

On adoptera comme véritable valeur de p le nombre entier (impair dans le cas actuel) le plus voisin de la racine de cette équation.

Le numéro d'ordre de chaque frange se trouvant dès lors déter-

---

([1]) La courbe dont je me suis servi a été construite en représentant, pour les abscisses, 10^{-5} par $0^{m},10$; pour les ordonnées, l'unité par $0^{cm},5$. Le Tableau numérique précédemment donné est parfaitement suffisant; on est en droit, en effet, sans introduire d'erreur supérieure à $\frac{1}{6000}$, de joindre par des lignes droites deux points consécutifs quelconques, correspondant aux nombres qui y sont inscrits.

([2]) Mouton, *Journal de Physique*, [1], t. IX, p. 113; 1880.

miné, on pourra, de l'observation de chacune d'elles, déduire l'épaisseur de la lame par la formule

$$e = \frac{p}{Y},$$

et la moyenne générale s'obtiendra immédiatement par la formule

$$e = \frac{\Sigma p}{\Sigma Y}.$$

On trouvera plus loin une application numérique de ce mode de calcul.

Remarquons que, si l'on joint à cette mesure optique de l'épaisseur d'un quartz celle effectuée au moyen d'un sphéromètre, on obtiendra immédiatement la valeur en fonction du millimètre de Fraunhofer du pas de cet instrument.

II. *Graduation en longueurs d'onde d'un spectre prismatique quelconque.* — La graduation d'un spectroscope, c'est-à-dire la détermination des longueurs d'onde correspondant à chacune des divisions de l'échelle arbitraire, est toujours une opération longue et fastidieuse, car elle nécessite, pour être exacte, l'observation d'un très grand nombre de raies métalliques. La méthode suivante, fondée sur l'emploi d'un spectre cannelé, produit par une lame de quartz épaisse, me semble tout à la fois simple, rapide et très précise. Elle suppose uniquement que l'on connaisse approximativement l'épaisseur de la lame employée, de telle sorte que l'on puisse calculer les numéros d'ordre p de chacune des franges qu'elle peut donner. La mesure au sphéromètre de cette épaisseur sera toujours suffisante, même avec une lame de quelques millimètres d'épaisseur [1].

Introduisons une lame de quartz ainsi mesurée entre un polariseur et un analyseur convenablement orientés, et recevons la lu-

---

[1] Prenons pour exemple le quartz dont j'ai fait précédemment usage, et dont l'épaisseur mesurée au sphéromètre était de $0^{cm},60\frac{1}{1}$. La valeur de Y pour la raie D_2 ($\lambda = 5,888 \times 10^{-5}$) étant $Y = 308,53$, on en déduit, pour cette même raie, $p = 308,53 \times 0,60\frac{1}{1} = 186,38$. Ce résultat nous indique que la frange, d'ordre pair, la plus voisine de la raie D_2 a pour numéro d'ordre 186. En réalité, il y avait à peu près coïncidence entre la raie D_2 et la frange 186, mais il n'y avait, comme on le voit, aucune incertitude possible.

mière qui les a traversés sur la fente du spectroscope. Nous commencerons par relever les positions par rapport aux divisions de l'échelle d'un nombre suffisant de franges réparties sur toute la longueur du spectre. Supprimant ensuite l'appareil de polarisation, et recevant sur la fente la lumière d'un bec Bunsen à gaz salé, nous repérerons sur l'échelle la position de l'une des raies D. Nous possédons dès lors toutes les données nécessaires pour graduer le spectroscope.

Proposons-nous tout d'abord de calculer la véritable épaisseur, en millimètres de Fraunhofer, de la lame employée. Nous imaginerons, à cet effet, pour un instant, que sur une feuille de papier quadrillé nous ayons marqué les points dont les abscisses sont les divisions de l'échelle, et les ordonnées les numéros d'ordre des franges observées, puis que nous ayons réuni tous ces points par un trait continu. Les ordonnées y de la courbe obtenue représentent les valeurs de l'expression

$$y = 2\frac{n'-n}{\lambda}e = \mathrm{Y}e.$$

Le rapport des ordonnées des deux courbes y et Y, pour la raie D, n'est donc autre que l'épaisseur e cherchée.

En réalité, la construction de la courbe auxiliaire y est complètement inutile, surtout si les franges données par le quartz sont un peu rapprochées : soient x_1 et x_2 les divisions de l'échelle qui correspondent aux deux franges qui comprennent la raie D, p_1 et p_2 leurs numéros d'ordre connus, x la division de l'échelle à laquelle correspond la raie D, on pourra calculer y, par interpolation, par la formule

$$\frac{y-p_1}{p_2-p_1} = \frac{x-x_1}{x_2-x_1}.$$

L'épaisseur de la lame une fois déterminée, considérons l'une quelconque des franges observées, dont nous connaîtrons immédiatement le numéro d'ordre p en nous repérant sur celui d'une frange voisine de la raie D. La valeur de la fonction Y pour la radiation qui coïncide avec le milieu de cette frange est immédiatement donnée par la formule

$$\mathrm{Y} = \frac{p}{e}.$$

Il nous suffira dès lors, pour trouver la longueur d'onde λ correspondante, de chercher, soit dans le Tableau numérique précédemment donné, soit sur la courbe que nous avons supposée construite, à quelle longueur d'onde λ correspond la valeur $\frac{p}{e}$ de la fonction Y.

J'ai appliqué cette méthode de graduation à un spectre produit par un prisme de flint de $60^\circ 0' 5''$, d'une pureté parfaite, placé sur la plate-forme d'un goniomètre de Brunner. L'échelle adoptée est celle des déviations minima. Le spectre cannelé était produit par le quartz de $0^{cm},6029$ déjà employé. On a observé de deux en deux les franges d'ordre impair comprises entre les raies B et H.

Dans ce spectre, la raie F, qui a servi de terme de comparaison, tombait à la division $\Delta = 58^\circ 43' 55''$. Elle se trouvait comprise entre les deux bandes

$$p_1 = 229 (\Delta_1 = 58^\circ 40' 5'') \quad \text{et} \quad p_2 = 231 (\Delta_2 = 58^\circ 46' 0'').$$

De ces données, on déduit par interpolation $y = 230,30$. La valeur correspondante de la fonction Y étant d'autre part $Y = 382,00$, on trouve, pour l'épaisseur de la lame,

$$e = \frac{230,30}{382,00} = 0^{cm},60288,$$

nombre rigoureusement exact.

Cherchons, d'autre part, la longueur d'onde correspondant à l'une des franges observées, dont la déviation minimum a été trouvée égale à $\Delta = 57^\circ 25' 45''$. Son numéro d'ordre étant $p = 201$, la valeur correspondante de la fonction Y est

$$Y = \frac{201}{0,60288} = 333,40.$$

Cherchons enfin le point de la courbe Y dont l'ordonnée est égale à 333,40; nous trouvons que ce point a pour abscisse

$$\lambda = 5,4935 \times 10^{-5}.$$

Telle est la longueur d'onde correspondant à la déviation minimum $57^\circ 25' 45''$.

Au moyen des trente-trois observations de franges, réparties uniformément sur toute la longueur du spectre visible, on a pu

construire à une grande échelle une courbe dont les abscisses étaient les déviations minima, et les ordonnées les longueurs d'onde (¹). Comme vérification, les longueurs d'onde, lues sur cette courbe, des raies principales du spectre, ont été trouvées :

Raies.	$10^5\lambda$ observées.	$10^5\lambda$ d'après M. Mascart.
B	6,8670	6,8666
C	6,5620	6,5607
D_1	5,8960	5,8943
b_1	5,1830	5,1823 (²)
b_2	5,1735	5,1735 (²)
b_3	5,1678	5,1670 (²)
F	4,8595	4,8598
G	4,3087	4,3076
h	4,0990	4,1005 (³)

III. De ce qui précède résulte une nouvelle application des spectres cannelés, à savoir à l'étude de la dispersion d'une substance quelconque : nous nous sommes trouvés réunir, en effet, toutes les données nécessaires pour calculer les indices du flint pour trente-trois radiations simples comprises entre B et h, en sus des mesures relatives aux raies de Fraunhofer. Je n'insisterai pas sur ce point, étranger au but que je poursuivais.

IV. J'avais, en effet, principalement en vue d'établir une méthode simple et suffisamment précise pour déterminer, pour toutes les radiations visibles, les différences de marche des composantes d'un mouvement vibratoire elliptique quelconque.

Les méthodes imaginées antérieurement à cet effet sont nombreuses; je les rappellerai brièvement.

La première en date est celle du mica quart d'onde de de Senarmont (⁴). On sait comment elle a été ingénieusement modifiée

(¹) Il suffit de joindre par des lignes droites deux points consécutifs quelconques directement déterminés.

(²) *Voir* VAN DER WILLIGEN, *Musée Teyler*, t. I, p. 1; 1866. Les nombres de l'auteur ont été réduits pour correspondre à $\lambda_D = 5,888 \times 10^{-5}$.

(³) A. CORNU, *Annales de l'École Normale* [2], t. III; 1874.

(⁴) *Annales de Chimie et de Physique* [2], t. LXXIII, p. 337; 1840.

par M. E. Wiedemann ([1]), de manière à éviter la connaissance du retard apporté par la lame compensatrice et à l'appliquer à l'étude des radiations simples du spectre. Le principal reproche qu'on peut lui faire est que chaque détermination de différence de marche est déduite de quatre observations, qui comportent chacune leur erreur, en particulier les deux déterminations de l'orientation de l'analyseur qui rend la frange observée dans le spectre complètement noire ([2]).

La méthode du compensateur de Babinet, imaginée par M. Jamin ([3]), est de beaucoup préférable; elle peut être facilement appliquée à l'étude d'une radiation simple quelconque, à la seule condition d'ajouter au compensateur une lame parallèle à l'axe, et de placer la fente du spectroscope le plus près possible du compensateur ([4]). On obtient de la sorte un spectre cannelé dont les franges se déplacent en même temps que la lame mobile du compensateur.

L'emploi de cette disposition si commode entraîne toutefois une triple cause d'erreur, provenant de la nécessité d'orienter exactement les trois lames biréfringentes superposées. J'ai eu l'occasion de montrer antérieurement qu'en général, et pour tous les compensateurs que j'ai pu essayer, le défaut d'orientation des lames prismatiques pouvait toujours être facilement mis en évidence ([5]).

Ces mêmes causes d'erreurs se retrouveraient, à un plus haut

([1]) *Journal de Physique*, [1], t. IV, p. 20 et 240; 1875.

([2]) Pour ma part, je n'ai jamais pu déterminer l'orientation de l'analyseur rendant une frange dans le spectre complètement noire, qu'à quelques degrés près. J'ai obtenu, par contre, d'excellents résultats en appliquant à ces franges le principe du saccharimètre à pénombres, en fixant, contre la fente du spectroscope, une lame à deux rotations, de $0^{cm},011$ d'épaisseur, construite par M. Laurent. L'erreur est alors réduite à 6′ ou 12′.

([3]) *Annales de Chimie et de Physique*, [3], t. XXIX, p. 263; 1850.

([4]) Mach, *Pogg. Ann.*, CXLVI; 1872, et Macé de Lépinay, *Annales de Chimie et de Physique*, [5], t. XIX, p. 5; 1880.

([5]) *Loc. cit.*, 2ᵉ Partie, Chap. I. Si l'on a placé la fente du spectroscope le plus près possible du compensateur, on obtient, en cherchant à éteindre le spectre par une orientation convenable des deux nicols, un spectre assez finement cannelé. L'existence de ces cannelures, dues au défaut de réglage des deux lames du compensateur, permet de mettre en évidence une erreur de 5′ dans ce réglage.

degré, si l'on substituait au compensateur Jamin un compensateur à teintes plates (1).

Citons encore la méthode imaginée par M. Ditscheiner (2) : elle consiste à employer une lame de quartz parallèle à l'axe que l'on fait tourner autour d'un axe parallèle ou perpendiculaire au plan de sa section principale. Cette méthode a pour principal inconvénient de nécessiter deux règlages, dont l'un est à peu près impossible, celui de l'axe de rotation de la lame.

Partant de ce principe que toute complication dans un appareil de mesure entraîne une cause possible d'erreur, j'ai réduit tout l'appareil de compensation à une lame unique de quartz, parallèle à l'axe de $0^{cm},09$ d'épaisseur. Cette lame, qui reste immobile, est réglée, dans le cas de la polarisation elliptique par réflexion, de telle sorte que sa section principale soit parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence. Dans ces conditions, les franges se déplacent dans le spectre uniquement sous l'influence du phénomène même que l'on étudie. On ne peut, il est vrai, les amener à coïncider avec les raies principales du spectre, mais c'est là un avantage plutôt qu'un inconvénient. Il est à noter, en effet, que si nous parvenons à déterminer, pour une vingtaine de régions réparties sur toute la longueur du spectre, les valeurs des différences de marche introduites par le phénomène étudié, ainsi que les plans de polarisation rétablie, nous aurons tout ce qui sera nécessaire pour représenter ce phénomène par deux courbes continues qui nous permettront, grâce à ce grand nombre de déterminations, de suivre de beaucoup plus près comment varie le phénomène avec la longueur d'onde que si nous nous étions contentés de l'étudier pour les seules raies C, D, E, F et G. Il nous suffira, pour y parvenir, de faire usage d'un spectre gradué en longueurs d'onde par la méthode indiquée plus haut.

Le calcul des différences de marche, pour chacune des franges noires obtenues, ne présente d'ailleurs aucune difficulté. Imaginons, par exemple, que l'on opère dans des conditions telles que les différences de marche produites, d'une part, par le phénomène étudié, d'autre part, par la lame compensatrice, s'ajoutent. Sup-

(1) Croullebois, *Comptes rendus*, t. LXXIX, p. 470; 1874.
(2) *Carl's Repertorium*, IV, p. 363; 1868.

posons, en outre, ce qui est le cas de la polarisation elliptique par réflexion, que la différence de marche à étudier soit comprise entre zéro et λ.

Soient e l'épaisseur de la lame compensatrice (mesurée par la méthode décrite plus haut), λ la longueur d'onde correspondant au centre de l'une des franges noires observées, $p\frac{\lambda}{2}$ la différence de marche introduite par le quartz parallèle, et $q\frac{\lambda}{2} = \Delta$ celle introduite par le phénomène étudié. La différence de marche totale sera $(p+q)\frac{\lambda}{2}$, et la somme $p+q$ est un nombre entier P, pair ou impair, selon l'orientation de l'analyseur (¹). Ce nombre est d'ailleurs immédiatement connu : c'est le nombre P, pair ou impair selon les circonstances, immédiatement supérieur à p. On aura donc

$$q = \mathrm{P} - p,$$

et la différence de marche, estimée en longueur d'onde, $\frac{\Delta}{\lambda}$, sera donnée par

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{q}{2} = \frac{\mathrm{P} - p}{2}.$$

Il nous suffit donc pour la connaître de calculer p. Or ce nombre est immédiatement donné par la relation

$$p\frac{\lambda}{2} = (n' - n)e,$$

d'où

$$p = \mathrm{Y}e \quad (^2).$$

J'ai appliqué cette méthode à l'étude d'un mince quart d'onde, qui m'avait servi à des recherches sur la double réfraction ellip-

(¹) D'une manière générale, si l'on prend pour axes de coordonnées l'axe de la lame compensatrice et la direction perpendiculaire, le nombre P est pair si la vibration incidente et la vibration émergente (petite diagonale de l'analyseur) sont comprises dans le même angle des axes, impair si elles sont comprises dans des angles différents.

(²) Dans le cas où les différences de marche se retrancheraient, on aurait de même $p - q = \mathrm{P}$, P étant le nombre entier pair ou impair, immédiatement inférieur à p.

tique du quartz, dont je publierai ultérieurement les résultats. Afin d'avoir un spectre plus intense, on a fait usage du spectre prismatique précédemment étudié. Le quartz compensateur étant seul introduit, on releva tout d'abord les déviations minima de neuf franges d'ordre pair auxquelles il donnait naissance. On déduisit de la comparaison des deux franges extrêmes le numéro d'ordre de la frange la moins réfrangible, qui fut trouvé égal à 20,013 (valeur exacte : 20). L'épaisseur $e = \frac{\Sigma p}{\Sigma y}$ fut trouvée égale à $0^{cm},084355$.

Ces mesures préliminaires une fois faites, on introduisit le mica quart d'onde, en le règlant de telle sorte que son axe (direction oz) coïncidât exactement avec le plan de la section principale de la lame de quartz [1]. Dans ces conditions, les différences de marche introduites par les deux lames s'ajoutent. On releva les déviations minima de toutes les franges obtenues et l'on en déduisit les longueurs d'onde correspondantes.

Pour donner une idée de l'approximation que l'on peut atteindre, je donnerai ci-dessous un extrait des nombres relatifs aux franges *impaires* que l'on a observées :

$10^5\lambda$.	$Y = \frac{p}{e}$.	p.	P.	$\frac{\Delta}{\lambda}$ observé.	$\frac{\Delta}{\lambda}$ calculé.
6,7370	267,32	32,556	23	0,222	0,219
5,8040	313,90	26,486	27	0,257	0,253
5,1180	360,58	30,424	31	0,288	0,288
4,5940	407,00	34,342	35	0,329	0,320
4,1790	453,68	38,280	39	0,360	0,353

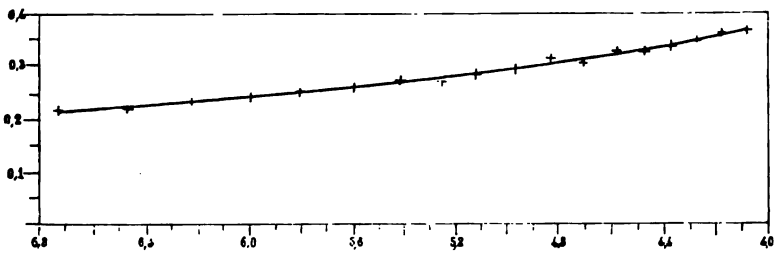
Les nombres inscrits dans la deuxième colonne ont été calculés

[1] La méthode de réglage la plus sensible (applicable, moyennant quelques modifications, à l'étude de la réflexion) consiste à introduire tout d'abord le quartz seul. On oriente le polariseur et l'analyseur à peu près à l'extinction, et l'on examine le spectre. On voit alors nettement les franges de Fizeau et Foucault. En cherchant à les faire disparaître par la rotation de l'analyseur, on se trouve régler ce dernier avec une très grande exactitude. On introduit alors le mica quart d'onde entre le quartz et l'analyseur : les franges apparaissent de nouveau, mais, si l'on déplace le mica de manière à les faire de nouveau disparaître, les deux lames biréfringentes se trouvent réglées l'une par rapport à l'autre avec une très grande exactitude.

par la formule

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{1,473 \times 10^{-5}}{\lambda},$$

établie en admettant que la dispersion du mica est nulle, ou plutôt masquée par les erreurs d'observation. Les plus grands écarts entre le calcul et l'observation atteignent à peine le $\frac{1}{100}$ d'une longueur d'onde. On peut mieux encore apprécier le degré d'exactitude que permet d'atteindre la méthode proposée, par l'examen



de la figure ci-dessus, dans laquelle on a pris pour abscisses les longueurs d'onde, et pour ordonnées les valeurs de $\frac{\Delta}{\lambda}$. La courbe calculée, tracée en trait plein, coïncide très exactement avec celle que l'on serait amené à tracer en cherchant à réunir par un trait continu l'ensemble des dix-huit points déterminés par l'expérience.

APPAREIL DESTINÉ A L'ÉTUDE DES INTENSITÉS LUMINEUSE ET CHROMATIQUE DES COULEURS SPECTRALES ET DE LEURS MÉLANGES;

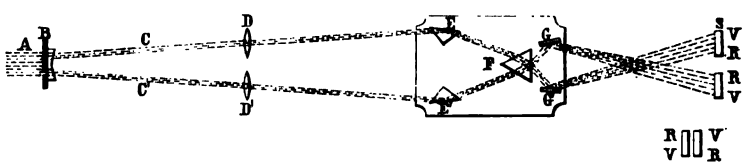
PAR MM. PARINAUD ET J. DUBOSCQ.

Notre appareil se compose de deux parties. La première (*fig.* 1) permet d'obtenir en projection deux spectres identiques que l'on peut superposer de manière à réaliser le mélange des différentes couleurs. Deux fentes verticales, juxtaposées dans le diaphragme B, laissent passer deux faisceaux de rayons parallèles C, C′ émanés de la même source lumineuse. Chaque faisceau, pour être utilisé séparément, subit, au niveau de la fente munie d'un prisme d'un

angle très faible, une légère déviation qui l'éloigne du plan médian, traverse une lentille D et est projeté par un prisme à réflexion totale E sur l'un des côtés du prisme dispersif F. Les deux faisceaux tombant sur deux côtés de ce prisme équilatéral y subissent la même dispersion et donnent lieu à deux spectres identiques, à la condition que les deux fentes aient la même largeur. Ces deux spectres, projetés dans des directions nécessairement divergentes, sont ramenés vers le plan médian à l'aide de deux miroirs G, G', qui permettent de les faire glisser l'un sur l'autre et de superposer les différentes parties de chacun d'eux.

Si, après avoir mélangé par superposition deux couleurs quelconques, on raccourcit l'une des fentes de haut en bas et l'autre de bas en haut, on peut isoler chaque couleur et ne conserver le mélange que dans une certaine étendue.

Fig. 1.



La seconde partie de l'appareil (*fig.* 2) est destinée à modifier séparément l'intensité des deux couleurs et du mélange, de manière à déterminer le minimum perçu comme lumière ou comme couleur.

En recevant les deux spectres sur un écran A, où sont disposées sur la même ligne verticale trois ouvertures avec un verre dépoli, les deux couleurs et le mélange donnent trois surfaces lumineuses *ab*, *cd*, *ef*, d'égales dimensions.

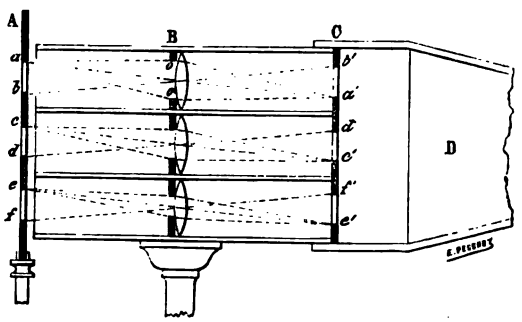
A l'aide d'une lentille convergente, on obtient sur le verre dépoli C l'image *a' b'* de *ab*. Un disque à ouverture variable *oo'*, juxtaposé à la lentille, permet de graduer la quantité de lumière qui va former l'image. En vertu d'une propriété connue des lentilles, les variations de l'ouverture du diaphragme ne modifient ni la forme, ni la grandeur de l'image, mais seulement son intensité qui sera proportionnelle à la surface de cette ouverture.

Cette disposition est reproduite pour les deux couleurs et le mélange. On obtient ainsi une triple lunette qui permet de modi-

fier l'intensité de chacune de ces lumières. Les trois images se formant sur le même verre dépoli assez rapprochées les unes des autres, on les observe simultanément en regardant dans le tube D dont une extrémité s'adapte à la lunette et l'autre est munie d'un œilleton.

Avec ce dispositif, on peut donc déterminer en même temps, c'est-à-dire dans les mêmes conditions d'adaptation rétinienne, le

Fig. 2.



minimum de chaque lumière perçu et, par suite, l'intensité qui est inversement proportionnelle à la quantité de lumière nécessaire pour produire la sensation, c'est-à-dire à l'ouverture du diaphragme. Une règle graduée donne en demi-millimètres le côté du carré de cette ouverture. Cette manière de déterminer l'intensité d'une lumière est beaucoup plus rigoureuse que la comparaison ou l'égalisation de deux intensités dont l'une est prise comme étalon, surtout lorsqu'il s'agit de lumières de couleurs différentes. Pour déterminer l'intensité lumineuse, on recherche le minimum perçu comme clarté, pour l'intensité chromatique, le minimum perçu comme couleur.

E. EDLUND. — Some observation on the behaviour of electricity in rarefied air (Quelques observations sur la manière dont l'électricité se comporte dans l'air raréfié); *Phil. Mag.*, t. XIX, p. 125; 1885.

L'auteur constate d'abord que des observations récentes sur le passage de l'électricité à travers les gaz raréfiés ont conduit à cette con-

clusion que la conductibilité d'un gaz croît avec son degré de raréfaction jusqu'à une certaine limite et que, cette limite de raréfaction dépassée, la conductibilité commence à décroître, de sorte que, finalement, si l'on continue l'épuisement du gaz, on doit arriver à un vide absolu non conducteur. Ces observations ont été généralement faites avec des appareils en verre dans lesquels étaient soudées deux électrodes de platine ou d'un autre métal, et où l'on raréfiait l'air par un moyen quelconque : on observait ainsi le passage de l'électricité à travers les gaz raréfiés. Mais l'auteur trouve que, si l'on examine de près toutes les expériences faites à ce sujet à des époques différentes, on s'aperçoit qu'elles ne justifient nullement les conclusions qu'on en a tirées, qu'au contraire tout tend à prouver que la conductibilité croît d'une manière continue jusqu'à la dernière limite du vide que l'on puisse atteindre, et par conséquent le vide absolu est bon conducteur de l'électricité. Le passage de l'électricité à travers un gaz raréfié ne dépend pas seulement de la conductibilité du gaz; il dépend encore, dans une mesure considérable, de la facilité, plus ou moins grande, avec laquelle l'électricité passe des électrodes métalliques au gaz ou *inversement*. Il y a une résistance qui se présente au passage de l'électricité de l'électrode à la couche gazeuse en contact avec elle. D'après l'auteur, toutes les expériences montrent que cette résistance croît avec la raréfaction pendant que la résistance du gaz décroît d'une manière continue. Cette idée a déjà été développée par l'auteur antérieurement ([1]).

La résistance que l'électricité rencontre au passage des électrodes au gaz ou inversement n'est pas une résistance dans le sens ordinaire du mot; elle provient d'une force électromotrice opposée à celle du courant. Les observations directes, faites par l'auteur, lui ont montré que cette force électromotrice opposée augmentait avec l'épuisement du gaz; par suite, la résistance qu'elle oppose au passage de l'électricité croît en même temps. Cette force électromotrice n'est autre que celle dont l'auteur a montré la présence dans l'arc voltaïque et dans l'étincelle électrique ([2]).

Comme la question de la conductibilité du vide est importante,

---

([1]) *Annales de Wiedemann*, t. XV, p. 514.
([2]) *Bull. de l'Académie suédoise*, 1867-1868.

non seulement en elle-même, mais encore pour l'explication de certains phénomènes cosmiques, l'auteur a fait une série de nouvelles expériences qui font l'objet de son travail et que nous allons exposer.

On sait que l'étincelle d'une bobine de Ruhmkorff ne peut pas traverser l'intervalle, même très petit, qui sépare les deux électrodes soudées dans un tube de verre, quand l'air du tube est suffisamment raréfié. Mais il suffit de diminuer le degré de raréfaction pour que l'étincelle puisse passer facilement d'une électrode à l'autre. La question est de savoir si c'est la résistance de l'air raréfié qui empêche le gaz de passer, ou bien la résistance qui existe au contact du métal et du gaz.

L'auteur pense qu'on pourrait résoudre cette question si, à l'aide d'une force électromotrice qui ne dépasserait pas celle de la bobine de Ruhmkorff on pouvait produire un courant à l'intérieur du tube sans électrodes. A cet effet, il fait les expériences suivantes :

Première expérience. — Dans un tube de verre de 300^{mm} de longueur et de 16^{mm} de diamètre extérieur, fermé à l'un de ses bouts, effilé à l'autre, on soude, près du bout fermé, deux électrodes de platine, dont les extrémités, à l'intérieur du tube, se trouvent à une distance de 3^{mm} l'une de l'autre. D'autre part, sur la surface extérieure de la paroi du tube on colle deux bandes annulaires d'étain, entourant complètement le tube et séparées l'une de l'autre par un intervalle égal environ au quart de la longueur du tube; le même intervalle sépare la bande voisine des électrodes des extrémités extérieures de ces dernières. L'extrémité effilée du tube est mise en communication avec une pompe à mercure et l'on peut ainsi faire varier la pression de l'air dans le tube. Les pôles de la bobine de Ruhmkorff sont mis en communication alternativement avec les électrodes de platine ou avec les bandes d'étain. Dans ce dernier cas, le courant ne peut pas traverser le verre, mais les bandes se chargent pendant l'ouverture ou la fermeture du courant, l'une d'électricité positive et l'autre d'électricité négative, et ces charges disparaissent immédiatement pour faire place à des charges de noms contraires. Ces charges et décharges successives à l'extérieur du tube induisent, dès que la raréfaction est suffisante, des courants

à l'intérieur qui se manifestent par une lueur. Les expériences se faisaient dans l'obscurité.

Voici les résultats de la première expérience :

Pression dans le tube	
531 mm	Chaque interruption du courant induit produit une étincelle entre les électrodes, mais on n'observe aucune décharge dans le tube entre les feuilles d'étain.
355	Même résultat.
316	Même résultat, les étincelles entre les électrodes sont plus brillantes.
166	Aucune décharge entre les feuilles d'étain, mais les étincelles entre les électrodes sont très brillantes.
104	
58	
36	
1	La lueur entre les feuilles d'étain devient visible et l'étincelle entre les électrodes devient encore plus brillante.
0,12	La lueur entre les feuilles d'étain est plus intense; tout le tube s'illumine quand le courant passe entre les électrodes.
0,017	Approximativement le même résultat.
0,004	Le courant passe encore d'une électrode à l'autre, mais avec un éclat d'étincelle plus faible; lueur intense entre les bandes d'étain.
0,00036.....	L'étincelle entre les électrodes apparaît rarement; mais la lueur entre les bandes est visible tout le temps et elle est très intense.

Il résulte de ces expériences que la lueur qui accompagne les charges et les décharges des bandes d'étain n'apparaît que lorsque la pression de l'air est très faible au-dessous de 1^{mm}. La constance de la force électromotrice induite dépend de l'augmentation du pouvoir conducteur de l'air, à mesure que sa raréfaction croît jusqu'à la limite qu'on peut atteindre avec la pompe à mercure. D'autre part, on constate que le courant passe beaucoup plus facilement d'une électrode à l'autre lorsque la pression de l'air est de 1^{atm} que lorsqu'elle n'est que de $0^{mm},004$. A cette

pression la résistance est déjà assez grande pour affaiblir notablement le courant; mais à une pression encore inférieure à celle de $0^{mm},00036$ le courant ne passe que rarement, quoique la distance entre les électrodes ne soit que de 3^{mm}. La résistance au passage sous cette pression est évidemment plus élevée que sous une pression plus forte. L'auteur pense qu'on ne peut expliquer ce fait qu'en admettant l'existence d'un obstacle au passage de l'électricité de l'électrode dans l'air, tandis que la résistance propre de l'air diminue à mesure que sa raréfaction augmente.

Deuxième expérience. — On se sert du même tube, seulement les bandes d'étain sont plus larges que dans l'expérience précédente. Les résultats sont presque identiques aux précédents.

Troisième expérience. — L'auteur reproduit les expériences précédentes avec un tube recourbé en anneau. Les deux électrodes de platine sont fixées aux extrémités d'un même diamètre. Le tube porte, comme précédemment, des bandes d'étain. Quand on le met en communication avec la bobine, l'air étant raréfié, le courant passe d'une électrode à l'autre, à travers les deux moitiés du tube, de sorte que tout le tube paraît illuminé. Lorsque la raréfaction est portée au dernier degré le courant cesse de passer d'une électrode à l'autre; mais, si à ce moment on met les bandes d'étain en communication avec les pôles de la bobine, on voit apparaître la lueur qui accompagne les courants induits dans le tube.

Quatrième expérience. — On emploie le même tube de verre que dans les deux premières expériences. On y raréfie l'air jusqu'à ce que le courant de la bobine ne puisse plus traverser l'intervalle entre les deux électrodes. On ferme alors le tube hermétiquement, on enlève la pompe et l'on porte le tube dans le voisinage d'un conducteur faiblement chargé à l'aide d'une machine électrique ordinaire. Si l'on fait exécuter au tube des mouvements de va-et-vient rapides en l'approchant et en l'éloignant du conducteur, on voit apparaître à l'intérieur du tube une lumière intense, mais il reste sombre tant qu'il est au repos ou s'il décrit une circonférence autour du conducteur. Ceci montre clairement que la lumière était produite à l'intérieur du tube par des cou-

rants induits. En effet, pendant la rotation du conducteur, il n'y a pas de courants induits; par suite, il n'y avait pas de lumière. On augmente la pression dans le tube jusqu'à 350^{mm}. Le courant de la bobine produit une étincelle entre les électrodes; mais le déplacement du tube par rapport au conducteur ne provoque aucune lueur. Dans cette expérience le tube ne portait pas de bandes d'étain, et les extrémités des électrodes à l'extérieur du tube étaient couvertes de matière isolante.

Des expériences analogues ont été faites avec le tube recourbé en anneau, et elles ont donné les mêmes résultats.

Cinquième expérience. — Dans un tube analogue à celui qui a servi dans l'expérience précédente, on raréfie l'air jusqu'à ce que le courant ne puisse passer d'une électrode à l'autre. On frotte avec un coussin *convenable* une moitié du tube, immédiatement le tube s'illumine, l'électricité contenue dans le tube étant mise en mouvement par celle qui est produite à l'extérieur par le frottement. La lueur ne se produit pas si la pression de l'air dans le tube est grande. La même expérience a été répétée avec le tube recourbé en anneau et elle a fourni les mêmes résultats. Il suffisait de frotter le quart de la longueur du tube pour que le tube s'illuminât.

Ces expériences montrent, d'après l'auteur, que l'accroissement de résistance au passage du courant induit d'une électrode à l'autre, que l'on observe à partir d'une certaine limite de raréfaction, n'est pas dû à l'accroissement de la résistance propre du gaz, mais à l'augmentation de la résistance au passage de l'électricité de l'électrode dans le gaz. C'est cette dernière résistance qui croît avec le degré de raréfaction et finit par devenir si grande qu'elle s'oppose complètement au passage du courant.

Il n'y a aucune raison expérimentale pour supposer que le vide est isolant; puisque la conductibilité du gaz croît avec l'épuisement, il est plus naturel d'admettre que le vide absolu est bon conducteur de l'électricité. KROUCHKOLL.

S. BIDWELL. — On a relation between the coefficient of the Thomson effect and certain other physical properties of metals (Relation entre le coefficient de l'effet Thomson et certaines autres propriétés des métaux); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXVII, p. 25; 1884.

La grandeur et la direction de l'effet Thomson (transport de chaleur par le courant) dépendent d'un coefficient qui est toujours le même pour le même métal, mais varie d'un métal à l'autre. M. Everett, dans son livre *Unités et constantes physiques*, donne un Tableau des valeurs thermo-électriques d'un certain nombre de métaux, prises par rapport au plomb. Ce Tableau est basé sur le diagramme thermo-électrique de M. Tait, et les valeurs sont données sous la forme de $\alpha + \beta t$, où β est proportionnel à la tangente de l'inclinaison de la ligne, qui représente le métal dans le diagramme de Tait et, par suite, au coefficient de l'effet Thomson.

La chaleur modifiant d'une manière considérable toutes les propriétés physiques des métaux, l'auteur a pensé qu'il pouvait exister une certaine liaison entre ces propriétés et l'effet Thomson. On trouve d'abord qu'en général le coefficient de l'effet Thomson est positif pour les métaux ayant une grande résistance spécifique électrique et une grande chaleur spécifique, et il est négatif pour les métaux ayant un grand coefficient de dilatation. L'auteur part de ces faits pour rechercher si le coefficient de l'effet Thomson n'est pas une fonction définie de la résistance électrique spécifique, de la chaleur spécifique et du coefficient de dilatation. Il fait beaucoup d'efforts pour trouver une formule empirique pouvant représenter le coefficient de l'effet Thomson en fonction des grandeurs mentionnées et s'arrête à la formule

$$(\text{chaleur spécif.}) \times (\text{résistance spécif.}) \times 10^6 - \left(\frac{\text{coefficient de dilat.}}{34}\right)^2,$$

à laquelle les valeurs de ces coefficients paraissent être proportionnelles.

Mais cette formule représente très mal le coefficient de l'effet Thomson. Nous détachons du Tableau des valeurs numériques des différents coefficients, qui ont servi à l'auteur pour calculer sa formule, les coefficients de l'effet Thomson observés pour les différents métaux et les valeurs de ces coefficients calculées avec

la formule empirique de l'auteur. Nous y ajoutons encore les nombres obtenus en divisant les nombres calculés par 2400.

Métaux.	Coefficient de l'effet Thomson observé.	Nombres fournis par la formule.	Nombres de la colonne précédente divisés par 2400.
Ni	5,12	12320	5,13
Fe	4,87	9918	4,13
Pd	3,59	7086	2,95
Pt (doux)	1,10	2309	0,96
» (écroui)	0,75	»	»
Mg	0,95	1384	0,58
Pb	0	— 604	—0,25
Al	—0,39	1942	0,81
Sn	—0,55	— 868	—0,36
Cu	—0,95	— 1137	—0,47
Au	—1,02	— 1172	—0,49
Ag	—1,50	— 2246	—0,94
Zn	—2,40	— 2355	—0,98
Cd	—4,29	— 4958	—2,07

Malgré l'insuccès de sa formule, l'auteur pense cependant que le coefficient de l'effet Thomson pour un métal donné dépend surtout, sinon entièrement, de la chaleur spécifique, de la résistance spécifique et du coefficient de dilatation du métal.

KROUCHKOLL.

A. BATTELLI. — Sulle proprietà thermo-elettriche delle leghe (Sur les propriétés thermo-électriques des alliages); *Memorie della R. Accademia delle Scienze di Torino*, 2e série, t. XXXVI; 1884.

Seebeck (1) avait déjà observé que les propriétés thermo-électriques des alliages sont profondément atténuées par des modifications assez faibles de leur composition chimique, et qu'ils ne se placent pas tous, sous le rapport de ces propriétés, entre les métaux dont ils sont formés. MM. E. Becquerel (2), Rollmann (3),

---

(1) SEEBECK, *Pogg. Ann.*, t. VII, p. 148; 1826.

(2) E. BECQUEREL, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. VIII.

(3) ROLLMANN, *Pogg. Ann.*, t. LXXXIII, p. 77; LXXXIV, p. 275; t. LXXXIX, p. 50.

Naccari et Bellati [1] ont étendu nos connaissances sur ce sujet; mais le nombre des alliages sur lesquels ont été réalisées des mesures quantitatives bien comparables est encore assez restreint.

M. Battelli a expérimenté sur un grand nombre d'alliages de composition connue, et dans un intervalle de température assez large pour pouvoir déterminer, pour chacun des couples qu'il employait les constantes de la formule empirique de MM. Avenarius et Tait,

$$E = A(T_1 - T_2)\left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2}\right).$$

Dans cette formule, T_1 et T_2 représentent les températures à chacune des deux soudures, E la force électromotrice du couple. La constante T_0 s'appelle le point neutre.

On sait que les forces électromotrices thermo-électriques obéissent à la série des tensions. Il suffit donc d'avoir observé la force électromotrice thermo-électrique e d'un alliage M par rapport à un métal donné P, et celle e' du métal P par rapport à un autre métal P′ pour pouvoir calculer la force électromotrice E de M par rapport à P′. On a simplement

$$E = e + e'.$$

Toutes les mesures de M. Battelli sont rapportées au plomb et exprimées en microvolts conformément à un usage introduit par M. Tait et généralement adopté aujourd'hui.

Voici le résumé complet des recherches de l'auteur :

Composition moléculaire de l'alliage.	Point neutre T_0.	Constante A (en microvolts).
	Antimoine et bismuth.	
Sb	— 166,86	—0,1833
$Sb_{25}Bi_1$	— 314,00	—0,0987
Sb_8Bi_1	— 430,00	—0,05417
Sb_4Bi_1	— 446,00	—0,03800
Sb_2Bi_1	—2217,60	—0,00065
Sb_1Bi_1	+ 11,00	+0,0479
Sb_1Bi_2	— 21,00	+0,2438
Sb_1Bi_6	— 95,00	+0,2338

[1] Naccari et Bellati, *Elettricità*, 1877.

Composition moléculaire de l'alliage.	Point neutre T_v.	Constante A (en microvolts).
Antimoine et bismuth (suite).		
Sb_1Bi_7	— 105,00	+0,2320
Sb_1Bi_8	— 589,2	+0,1002
$Sb_1Bi_{8,5}$	+ 740,00	—0,1027
Sb_1Bi_{10}	+ 659,00	+0,1118
Bi	— 524,96	—0,0576
Cadmium et étain.		
Sn	+ 32,95	+0,006388
$Sn_{18}Cd_1$	— 26,00	—0,00833
Sn_7Cd_1	+ 1,2	— 0,00960
Sn_4Cd_1	— 3,2	—0,0195
Sn_2Cd_1	— 18,0	—0,0279
Sn_1Cd	— 47,0	—0,0289
Sn_1Cd_2	— 49,0	—0,03611
Sn_1Cd_4	— 62,0	—0,0366
Sn_1Cd_6	— 71,8	—0,0390
$Sn_1Cd_{7,5}$	— 90,6	— 0,04140
Sn_1Cd_9	— 101,3	—0,0434
Sn_1Cd_{10}	— 83,6	—0,0426
Sn_1Cd_{11}	— 80,8	—0,04241
Cd	— 57,17	—0,0420
Plomb et étain.		
Sn	— 32,96	+0,006388
$Sn_{25}Pb_1$	— 24,0	—0,0031
Sn_9Pb_1	— 3,8	+0,0020
Sn_4Pb_1	— 51,0	+0,00101
Sn_2Pb_1	— 90,8	+0,000421
Sn_1Pb_1	— 218,0	+0,00012
Sn_1Pb_4	— 462,2	+0,000050
Sn_1Pb_2	— 184,0	—0,000369
Sn_1Pb_6	— 37,0	—0,001007
Sn_1Pb_7	— 32,8	—0,000085
Sn_1Pb_{10}	+ 12,0	—0,000547
Antimoine et cadmium.		
$Cd_{20}Sb_1$	— 98,2	—0,05362
Cd_4Sb_1	— 111,0	—0,1628
Cd_2Sb_1	— 322,0	—0,2214
Cd_1Sb_1	— 541,0	—0,4430
.....	— 720,0	—0,5820
Cd_5Sb_9	— 559,0	—0,4261

Le fait principal qui se dégage de ces tableaux numériques peut s'énoncer ainsi :

« Si l'on représente graphiquement le pouvoir thermo-électrique de deux métaux et celui de leurs divers alliages, les lignes relatives aux alliages ne se trouvent pas distribuées dans l'intervalle entre les lignes caractéristiques des deux métaux purs et cela d'une façon régulière d'après leur composition; mais elles se rapprochent visiblement beaucoup plus de l'une de ces deux lignes, et pour certaines proportions de l'alliage elles sortent en dehors de l'espace limité par ces lignes. » E. Bouty.

A. BATTELLI. — Sulla propagazione della luce in un sistema catadiottrico (Propagation de la lumière dans un système catadioptrique); *Atti del R. Istituto veneto di scienze, lettere ed arti,* 6e série, t. II; 1884.

Après avoir rappelé les formules générales d'un système de surfaces sphériques centrées, les unes réfléchissantes, les autres réfringentes, l'auteur discute le cas d'une surface réfringente et d'une surface réfléchissante et celui de deux surfaces réfringentes et d'une surface réfléchissante. A titre d'application, il fait la théorie des images dites de *Sanson*.

Quand on place une bougie devant l'œil, dans une chambre obscure, on obtient, outre l'image réfléchie sur la cornée, deux autres images : l'une pâle et droite due à la réflexion sur la surface antérieure du cristallin, l'autre plus vive et renversée due à la réflexion sur la face postérieure : ce sont les images de *Sanson*. Le système qui forme la première est divergent et ses points principaux sont tous deux internes au système, tandis que les deux foyers sont externes et au delà de la surface du cristallin; l'image est toujours droite et un peu rapetissée. Le système qui donne la seconde image est convergent : ses deux points principaux sont externes et très voisins de la seconde surface du cristallin. L'image est toujours renversée et assez fortement rapetissée.

L désignant la distance de l'objet à la cornée, on a pour les

deux images les formules

$$\text{Première image....} \quad \frac{O}{I} = 1,4413 + 0,1376L,$$

$$\text{Deuxième image...} \quad \frac{O}{I} = -2,3415 - 0,4289L.$$

E. Boutv.

J. BLAIKLEY. — Experiments on the velocity of sound in air (Vitesse du son dans l'air); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XVI, p. 447, et t. XVIII, p. 328; 1884.

L'auteur a recherché la vitesse du son par la mesure des longueurs d'onde dans les tuyaux sonores. Les tuyaux qu'il emploie présentent près de l'embouchure un renflement piriforme destiné à gêner la production des harmoniques. Il fait observer que l'on ne doit pas chercher à produire des notes de bonne qualité musicale, ainsi que l'a fait Dulong; car la présence des harmoniques modifie notablement la hauteur du son fondamental. La longueur du tuyau est limitée par un piston solide et non par une membrane.

M. Blaikley a opéré sur des tuyaux de largeurs et de diamètres divers. Voici un extrait des résultats obtenus :

Diamètre du tuyau...	0,01143 m	0,01905 m	0,03175 m	0,05291 m	0,0881[illegible] m
Hauteur du son.....	322,96	260,36	260,18	172,48	131,15
Vitesse du son à 0° dans ces tuyaux.....	324,38	326,90	328,78	329,72	330,13

Il est facile de vérifier que la diminution de la vitesse du son dans les tuyaux lisses est inversement proportionnelle à leur rayon et à la racine carrée du nombre de leurs vibrations, ainsi que l'a montré Helmholtz.

L'auteur en déduit la vitesse à 0° et dans l'air libre d'un son de faible intensité, qu'il fixe à $331^m,67$.

Il en résulte que le rapport des chaleurs spécifiques de l'air à pression constante et à volume constant est 1,4036, et l'équivalent mécanique de la calorie 425,5. A. Leduc.

J.-A. GROSHANS. — On the specific gravity of certain substances in the solid state and in aqueous solution (Sur le poids spécifique de certains corps à l'état solide et de leurs solutions aqueuses); *Philos. Mag.*, 5e série, t. XVIII, p. 405; 1884.

D'après l'auteur, on peut calculer avec une approximation suffisante la densité des solutions aqueuses de nombreuses substances solides, au moyen de la formule

$$d = 1 + \frac{\alpha}{n + \beta},$$

dans laquelle n désigne le nombre de grammes d'eau qui accompagnent 1gr de la substance solide, α et β deux constantes que l'on pourra déterminer par deux observations.

Suivant que le mélange de la dissolution étudiée avec l'eau pure est accompagné de contraction ou d'augmentation de volume, $\alpha + \beta$ est > 1 ou < 1; cette somme est égale à 1 dans le cas intermédiaire.

On peut transformer cette formule en la suivante

$$d = 1 + \frac{\nu}{A + \lambda},$$

dans laquelle A désigne le nombre de molécules d'eau qui accompagnent une molécule du corps solide en question

$$\nu = \alpha + \frac{a}{18} \quad \text{et} \quad \lambda = \beta + \frac{a}{18},$$

si a est le poids moléculaire de celui-ci.

Si, dans ces formules, on fait $n = 0$ ou $A = 0$, on obtient la densité du corps à l'état anhydre,

$$1 + \delta = \frac{\alpha}{\beta} = 1 + \frac{\nu}{\lambda}.$$

Il en résulte que, si deux substances ont le même ν, leurs solutions également étendues ont sensiblement la même densité, surtout lorsqu'elles sont très étendues; leurs densités deviennent identiques si elles ont à la fois le même ν et le même λ (les corps ont la même densité à l'état solide). A. Leduc.

T. ANDREWS. — Experimental research on the electromotive force from difference of potential during diffusion in tidal streams (Recherche sur la force électromotrice produite par la diffusion dans les courants des marées); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXVII, p. 18; 1884.

Si l'on examine la composition de l'eau dans un courant de marée pendant la diffusion entre l'eau salée et l'eau douce, on trouve une grande différence dans les proportions de différents sels de l'eau prise à la surface et de celle qui est prise au fond du courant. Cette différence à certains moments de la marée varie du simple au double : elle est même quelquefois beaucoup plus grande, ou plus faible suivant la fluctuation de la marée.

Ce fait sert de base aux recherches que l'auteur a entreprises dans le but d'obtenir quelques données quantitatives sur la valeur de la force électromotrice qui peut résulter de la diffusion. On sait, dit l'auteur, que l'on peut obtenir un courant à l'aide d'une barre ou d'une lame métallique mise en communication avec deux solutions différentes en contact, dont l'une peut agir sur le métal pendant que l'autre agit peu ou point. Ce courant dure tant que, par l'effet de la diffusion, la composition des solutions ne sera pas devenue identique; après quoi le courant est souvent renversé par suite de l'action primitive inégale des deux solutions sur le métal. Nous ferons remarquer que, pour avoir un courant dans ces conditions, il n'est pas besoin que le métal soit attaqué par l'une des solutions. La diffusion seule suffit pour produire un courant, le métal peut rester intact.

Les métaux que l'auteur emploie dans ses recherches sont choisis de manière à donner aux résultats une certaine valeur pratique. Il prend différentes espèces de fer, d'acier ou de fonte. Les deux solutions entre lesquelles s'effectuait la diffusion étaient de l'eau de mer et de l'eau distillée. Les électrodes étaient formées de barres faites avec ces métaux dont la composition chimique était bien déterminée préalablement.

Pour faire les expériences, l'auteur s'arrange de manière que l'effet de la diffusion, les forces électromotrices, etc., s'approchent de ceux qu'on obtient pendant une période de six heures de marée. A cet effet, une boîte solide de bois est divisée en deux compartiments contenant chacun l'un des liquides. Les deux compartiments

ont séparés en bas par une cloison en peau de chamois, ce qui permet d'obtenir une diffusion continue entre les deux liquides.

Deux barres faites de la même pièce (ayant exactement la même composition), bien polies, ayant exactement le même diamètre, plongent de la même longueur, l'une dans l'un des compartiments, l'autre dans l'autre, et elles sont mises en communication avec un galvanomètre. Pendant une période de six heures, on lit régulièrement les déviations du galvanomètre. La différence de niveau qui s'établit, par suite de la plus grande densité de l'eau de mer, contribue à la diffusion; on s'approche ainsi des pressions exercées dans les fleuves par le courant de la marée.

Afin de pouvoir tirer une application pratique de ces expériences, l'auteur faisait des observations de force électromotrice et de résistance régulièrement à des intervalles de deux minutes et demie pendant six heures, ou la période d'une marée. De cette manière on peut avoir une approximation des effets produits par la diffusion alternative entre l'eau salée et l'eau douce pendant les variations alternatives de la marée.

L'auteur se servait de deux galvanomètres : l'un, à grande résistance, donnait la force électromotrice du couple; l'autre, à résistance plus faible, servait à mesurer la résistance de ce couple.

Pour éviter la polarisation dans les mesures de résistance, l'auteur les effectue dans une série d'expériences faites à part, en intervertissant rapidement le sens du courant envoyé dans le couple et en observant la première impulsion du galvanomètre.

Les résultats relatifs aux forces électromotrices observées pendant la diffusion sont résumés dans un Tableau trop long pour que nous le reproduisions entièrement. Nous détachons de ce Tableau les valeurs maxima, les valeurs minima et les moyennes pour la période de six heures que durait chaque expérience.

Métaux.	Forces électromotrices maxima en volts.	Forces électromotrices minima.	Forces électromotrices moyennes.	Variations de la résistance du couple pendant les six heures. Temps.	Résistances en ohms.
				h m	
Barres laminées de fer forgé (poli).....	0,095	0,009	0,054	0.00	243
Barre à marteler de fer forgé.	0,036	0,004	0,017	0.15	102
Acier doux de Bessemer (poli).....	0,064	0,002	0,024	0.30	51
Acier dur de Bessemer (poli).	0,135	0,045	0,110	0.45	32
Acier doux de Siemens-Martin.....	0,115	0,000	0,038	1.00	25
Acier dur de Siemens-Martin.....	0,130	0,013	0,066	1.15	20
Acier fondu doux (poli)....	0,120	0,001	0,026	1.30	17
Acier fondu dur (poli).....	0,087	0,002	0,047	1.45	17
Fonte n° 1 (poli).....	0,076	0,000	0,027	2.00	16
Fonte n° 2 (poli).....	0,043	0,001	0,009	2.15	15
Fonte n° 1 (brute).....	0,076	0,018	0,035	2.30	14
Fer forgé couvert d'oxyde magnétique bleu.....	0,059	0,017	0,028	2.45	13
				3.00	13
				3.30	13
				4.00	12
				4.30	12
				5.00	12
				5.30	12
				6.00	22

En général, le métal plongé dans l'eau de mer est positif, tandis que celui qui est plongé dans l'eau distillée est négatif, excepté le fer couvert d'oxyde magnétique bleu : avec ce métal, la barre qui plonge dans l'eau de mer reste négative pendant toute la durée de l'expérience. Avec l'acier doux de Bessemer, l'acier fondu doux et avec la fonte polie on a constaté un renversement du courant au bout de trois heures et demie environ. Le maximum de force électromotrice a été observé au bout de quinze minutes d'immersion.

L'auteur termine en faisant remarquer que des conditions analogues à celles qu'il a réalisées dans ses expériences existent dans

tous les bras de mer et dans les rivières, où il se produit une diffusion entre l'eau salée et l'eau douce. Il y a donc là une source d'énergie électrique. Il fait encore observer que la force électromotrice peut être beaucoup plus grande, si, au lieu de prendre le même métal, on prend pour électrodes des métaux de composition différente. KROUCHKOLL.

S. PAGLIANI et G. VICENTINI. — Sulla compressibilità dei liquidi ed in particolare dell' acqua (Sur la compressibilité des liquides et de l'eau en particulier); *Annali del R. Istituto tecnico in Torino*, t. XII; 1883-84.

Les auteurs développent dans ce Mémoire les recherches dont ils ont eux-mêmes rendu un compte sommaire dans ce Journal (¹). Ils fixent vers 63° la température du minimum de compressibilité absolue de l'eau.

Il n'y a pas de maximum de compressibilité de l'eau dans l'intervalle de 0° à 4°.

Dans leurs expériences, les auteurs ont été amenés à étudier la déformation du réservoir d'un piézomètre soumis à une pression intérieure, et ils se sont convaincus qu'il est impossible d'admettre que, pour une même pression, cette déformation soit indépendante de la température. E. BOUTY.

ADDITION A UNE NOTE DE M. MESLIN (²).

Les calculs présentés par M. Meslin ne sont exacts que si l'on définit le potentiel par l'équation

$$V = \int \frac{q}{r};$$

les dimensions de V sont alors, dans les divers systèmes, celles de $\frac{q}{L}$.

(¹) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 461.

(²) *Voir* page 225 de ce Volume.

Mais il convient de remarquer que le potentiel V, dans le système électrostatique, jouit de cette propriété remarquable que ses dérivées représentent les composantes de la force rapportée à l'unité d'électricité. Si l'on veut conserver au potentiel la même signification physique dans le système électromagnétique, on n'a plus $V = \int \frac{q}{r}$, et les dimensions de V ne diffèrent plus de celles de la force électromotrice e. Il n'y a donc pas lieu de changer la définition de la capacité. G. MESLIN.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome IV. — Avril 1885.

A. RIGHI. — *Recherches expérimentales et théoriques sur la lumière polarisée réfléchie par le pôle d'un aimant*, p. 433.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XIX, mai 1885.

J.-C. M'CONNEL. — *Notes sur l'usage du prisme de Nicol*, p. 317.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Electro-aimants. Fer et acier. Nouvelle théorie du magnétisme*, p. 333.

O.-J. LODGE. — *Sur le siège des forces électromotrices dans la pile voltaïque*, p. 340.

E. CLEMINSHAW. — *Expériences de Cours sur l'analyse spectrale*, p. 365.

J.-A. FLEMING. — *Courbes et surfaces caractéristiques des lampes à incandescence*, p. 368.

W.-C. RÖNTGEN. — *Expériences sur l'action électromagnétique de la polarisation diélectrique*, p. 385.

5e série, t. XIX; juin 1885.

O. HEAVISIDE. — *Sur la surface d'onde électromagnétique*, p. 397.

E.-H. HALL. — *Rotation des lignes équipotentielles d'un courant électrique produite par l'action magnétique*, p. 419.

G.-F. FITZGERALD. — *Structure de modèles mécaniques servant à démontrer les propriétés de l'éther*, p. 438.

LORD RAYLEIGH. — *Théorie de l'illumination des brouillards*, p. 443.

LORD RAYLEIGH. — *Télescope monochromatique. Application à la photométrie*, p. 446.

O.-J. LODGE. — *Sur une erreur commise habituellement dans l'indication de la direction des courants thermo-électriques. Question relative à la Thermodynamique*, p. 448.

W.-W.-J. NICOL. — *Sur la sursaturation des solutions salines*, p. 453.

COLONEL MALCOLM. — *Verres binoculaires pouvant s'ajuster pour des yeux qui ont des longueurs focales différentes*, p. 461.

A.-W. RÜCKER. — *Dynamo-composés à réglage automatique*, p. 462.

O.-J. LODGE. — *Sur l'identité de l'énergie. Sur les deux formes fondamentales de l'énergie*, p. 482.

O.-J. LODGE. — *Sur le trajet de l'énergie électrique dans les courants. Appendice à un Mémoire sur le siège de la force électromotrice dans la pile*, p. 487.

F. BRAUN. — *Thermo-électricité des métaux fondus*, p. 495.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXIV, n° 4; 1885.

F. MELDE. — *Recherches expérimentales d'acoustique*, p. 497.

G. TAMMAN. — *Sur les tensions de vapeur des dissolutions salines*, p. 523.

W.-V. BEZOLD. — *Figures d'écoulement (Strömungsfiguren) dans les liquides*, p. 569.

E. KITTLER. — *Mesure des intensités de courant*, p. 593.

G. QUINCKE. — *Recherches électriques*, p. 606.

A. GOCKEL. — *Relation entre la chaleur correspondant au phénomène de Peltier, et la chaleur utilisable dans les courants*, p. 618.

W.-H. SCHULTZE. — *Actions réciproques de deux distributions magnétiques rectangulaires*, p. 643.

A. KÖNIG et F. RICHARZ. — *Nouvelle méthode pour évaluer la constante de la gravitation*, p. 664.

L. ARONS. — *Franges d'interférence dans le spectre*, p. 669.

R. WEBER. — *La sirène électrique*, p. 671.

T. XXV, n° 5; 1885.

L. LORENZ. — *Mesure de la résistance électrique de colonnes de mercure en valeur électromagnétique absolue*, p. 1.

F. STENGER. — *Contribution à l'étude de la conductibilité électrique des gaz*, p. 31.

H. JAHN. — *La loi de Joule est-elle applicable aux électrolytes?* p. 49.

R. LAMPRECHT. — *Conducteurs électriques flexibles soumis à des actions magnétiques*, p. 71.

J.-J. BALMER. — *Note sur les lignes spectrales de l'hydrogène*, p. 80.

F. VOGEL. — *Variation de l'indice de réfraction avec la température dans le verre et le spath d'Islande*, p. 87.

W. VOIGT. — *Propriétés optiques de couches métalliques très minces*, p. 95.

J. ELSTER et H. GEITEL. — *Note sur un duplicateur sensible*, p. 114.

J. ELSTER et H. GEITEL. — *Remarques sur les phénomènes électriques dans les nuages orageux*, p. 116.

J. ELSTER et H. GEITEL. — *Sur le développement d'électricité par la formation de la pluie*, p. 121.

H. KAYSER. — *Photographies d'éclairs*, p. 131

G.-F. FITZGERALD. — *Sur le Mémoire de M. Kundt relatif à la rotation électrique du plan de polarisation de la lumière par le fer, le nickel et le cobalt*, p. 136.

H. MURAOKA. — *Sur les miroirs magiques japonais*, p. 138.

K. EXNER. — *Remarques sur la vitesse de la lumière dans le quartz*. p. 141.

T. XXV, n° 6; 1885.

E. WIEDEMANN et CH. LUDEKING. — *Sur l'absorption de l'eau par les colloïdes et leur dissolution*, p. 145.

A. BLUMCKE. — *Variation de la chaleur spécifique de quelques mélanges d'alcool et d'eau avec la température*, p. 154.

L. GRAETZ. — *Note sur la grandeur des tourbillons moléculaires de Maxwell, et sur la densité de l'éther lumineux*, p. 165.

O. LEHMANN. — *Changements de forme spontanés de corps solides homogènes, produits par des forces intérieures*, p. 173.

V. HAUSMANINGER. — *Théorie du choc longitudinal de corps cylindriques*, p. 189.

W. WERNICKE. — *Sur les changements de phase produits par la réflexion et sur le plan de vibration de la lumière polarisée*, p. 203.

E. PFEIFFER. — *Conductibilité électrique des mélanges d'eau et d'alcool*, p. 232.

C.-L. WEBER. — *Conductibilité électrique et coefficient de température du mercure solide*, p. 245.

K. STRECKER. — *Sur une reproduction de l'unité de mercure de Siemens*, p. 252.

D. KREICHGAUER. — *Mesure de moments d'inertie par la méthode des oscillations*, p. 273.

E.-V. FLEISCHL. — *Déformation de l'onde lumineuse dans un champ magnétique*, p. 308.

J.-W. GILTAY. — *Nouvel électrodynamomètre*, p. 325.

NOUVEAU PROCÉDÉ POUR OBTENIR LA LIQUÉFACTION DE L'OXYGÈNE;

PAR M. L. CAILLETET.

L'éthylène liquide dont j'ai fait connaître la préparation et l'emploi (1) donne en bouillant à la pression de l'atmosphère une température d'au moins —103° qui ne diffère que d'une dizaine de degrés de la température critique de l'oxygène (—113°). On comprend qu'en détendant de l'oxygène comprimé et refroidi dans l'éthylène bouillant, l'abaissement de la température résultant de la détente m'ait permis de constater « une ébullition tumultueuse qui persiste pendant un temps appréciable ». En ménageant la détente de façon à conserver dans le tube une certaine pression, on observe pendant quelque temps l'oxygène complètement liquéfié.

Lorsqu'on active l'évaporation de l'éthylène liquide au moyen de la machine pneumatique, ainsi que Faraday l'avait fait pour le protoxyde d'azote et l'acide carbonique, on abaisse sa température bien au-dessous du point critique de l'oxygène.

J'ai cherché à éviter les inconvénients et les complications qui résultent de l'obligation d'opérer dans le vide et, dans ce but, j'ai indiqué le formène liquide qui permet d'obtenir d'emblée la liquéfaction de l'oxygène et de l'azote (2).

Malgré ces avantages, j'ai pensé qu'à raison des perfectionnements que j'ai apportés récemment à la préparation et au maniement de l'éthylène, ce corps devait être préféré au formène, et je suis arrivé à obtenir, au moyen de l'éthylène bouillant dans des vases ouverts, une température suffisamment basse pour amener la liquéfaction complète de l'oxygène.

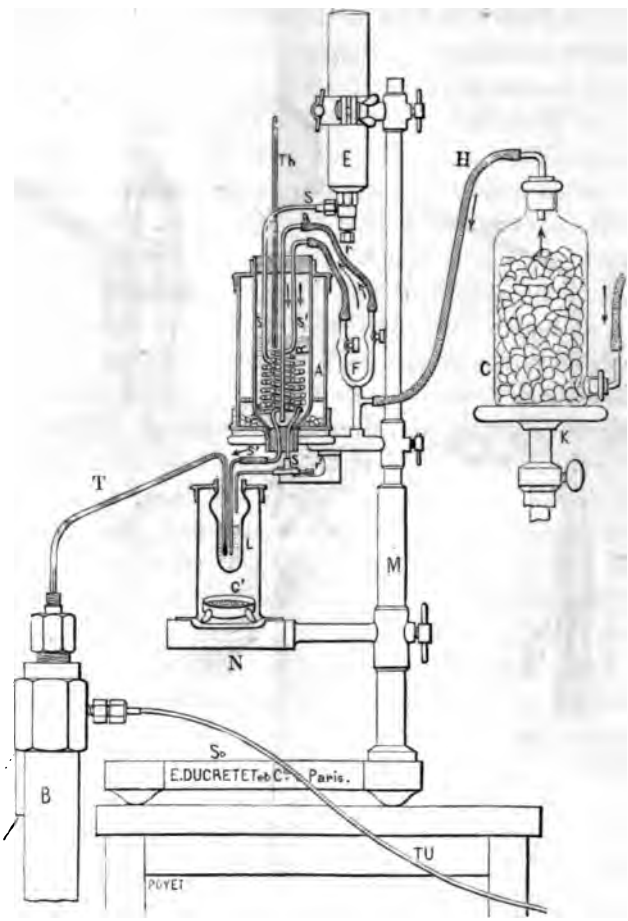
La préparation de l'éthylène par l'acide sulfurique et l'alcool est souvent entravée par le boursouflement de la matière, ce qui oblige à mettre fin à l'expérience bien avant que le dégagement du gaz soit complet. L'addition du sable, conseillée par Wöhler, ne s'oppose pas toujours à ce boursouflement, que j'ai pu empêcher par l'addition d'une petite quantité de *vaseline*.

---

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 1224; mai 1882.
(2) *Ibid.*, t. XCVIII, p. 1565; juin 1884.

J'opère sur 400gr d'alcool, 2000gr d'acide sulfurique et 15gr à 20gr de vaseline. La matière est chauffée dans un ballon de verre de 5lit ou 6lit, au moyen d'un fourneau à gaz muni d'une toile métallique.

Fig. 1.



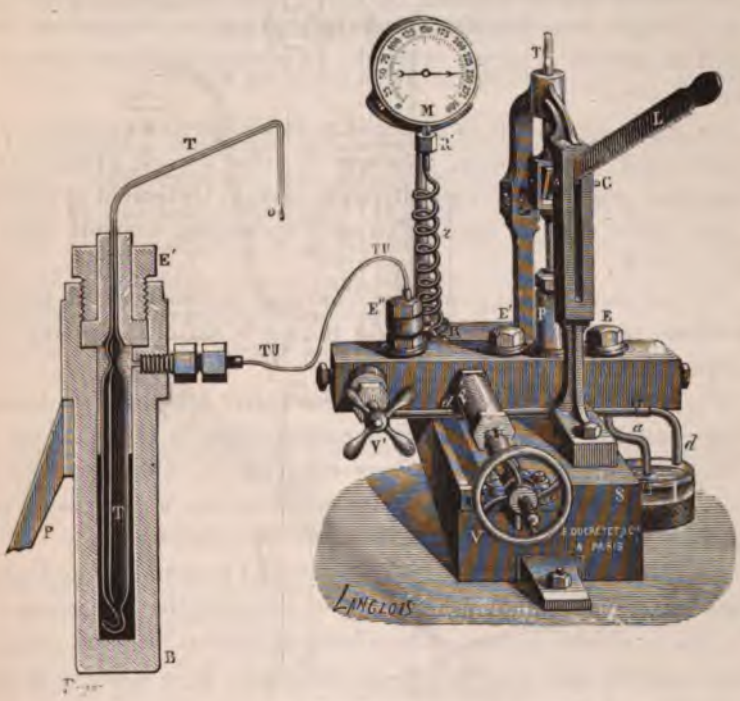
Le gaz est lavé dans deux grands flacons de lessive de soude, puis recueilli dans un gazomètre à eau.

On comprime avec ma pompe à piston de mercure l'éthylène desséché par son passage dans un flacon d'acide sulfurique, et on le condense dans des bouteilles d'acier, munies d'un robinet à vis.

La *fig.* 1 représente l'appareil qui m'a servi à liquéfier l'oxygène par l'évaporation rapide de l'éthylène au moyen d'un courant d'air ou d'hydrogène refroidi.

L'éthylène liquide est renfermé dans la bouteille E, fixée à un support vertical l'orifice dirigé vers le bas et mise en communication avec un serpentin en cuivre SS de 3^{mm} à 4^{mm} de diamètre,

Fig. 2.



fermé à son extrémité inférieure par un robinet à vis r'. En refroidissant à $-70°$ le serpentin au moyen de chlorure de méthyle, ainsi que je l'expliquerai plus loin, l'éthylène qui s'y accumule n'a plus à cette température qu'une faible tension; il peut donc s'écouler sans perte sensible dans l'éprouvette L dès qu'on ouvre le robinet r'. Cette disposition nouvelle que j'ai adoptée pour l'éthylène et le formène permet de refroidir le gaz liquéfié, comme si le réservoir tout entier qui le contient était à la même température que le serpentin.

L'éprouvette en verre L est disposée dans un vase qui contient de l'air desséché par de la ponce sulfurique G′ : on empêche ainsi le givre de se déposer sur les parois refroidies.

Dès que l'éthylène est reçu dans l'éprouvette L, on active son évaporation en faisant barboter dans sa masse un courant d'air ou mieux d'hydrogène desséché par son passage dans le vase C qui contient du chlorure de calcium et refroidi dans le serpentin S′.

Les deux serpentins dans lesquels circulent l'air et l'éthylène sont plongés dans du chlorure de méthyle qu'on évapore rapidement au moyen d'air sec et froid : on obtient ainsi une température de —70°.

La *fig.* 2 représente la disposition de l'appareil à oxygène et de la pompe à compression. Dès que le tube T*o* est plongé dans l'éthylène, on active l'évaporation en ouvrant lentement le robinet F qui amène dans sa masse l'air ou l'hydrogène refroidi dans le serpentin S′.

On fait alors agir la pompe, et l'oxygène se résout en un liquide incolore, transparent et séparé du gaz qui le surmonte par un ménisque absolument net.

J'ai mesuré, au moyen d'un thermomètre à hydrogène dont je ferai connaître prochainement la construction, la température de l'éthylène qui, dans une de mes expériences, a été trouvée de —123°. J'espère qu'avec quelques modifications apportées à l'appareil cette température pourra encore être abaissée.

En résumé, j'ai constaté qu'en activant l'évaporation de l'éthylène au moyen d'un courant d'air ou d'hydrogène fortement refroidi, on abaisse sa température bien au-dessous du point critique de l'oxygène, qui, dans ce milieu, se liquéfie de la manière la plus nette [1].

Cette expérience est tellement facile à exécuter, qu'elle peut entrer dès aujourd'hui dans la pratique des laboratoires et être répétée dans les cours publics.

---

[1] M. E. Sainte-Claire Deville, ingénieur de la Compagnie parisienne du gaz et fils de mon illustre maître, a étudié, d'après mon conseil, il y a quelque temps déjà, l'abaissement de température qui résulte de la rapide évaporation du chlorure de méthyle. M. Deville a constaté qu'en refroidissant suffisamment l'air injecté, on peut maintenir à peu près constantes, pendant plusieurs heures, des températures variant de —23° à —72°.

Les appareils que j'ai décrits ont été construits avec beaucoup de soin par M. Ducretet, et c'est au laboratoire de Physique de la Sorbonne que j'ai exécuté mes expériences, grâce à la bienveillance de M. Jamin.

SUR LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DU MERCURE ET DES MÉTAUX PURS AUX BASSES TEMPÉRATURES;

PAR MM. CAILLETET ET BOUTY.

La résistance électrique des métaux purs croît avec la température. Cette variation, constatée d'abord par Pouillet, a fait l'objet de mesures nombreuses de Lenz (1) et de MM. Ed. Becquerel (2), Arndtsen (3), Matthiessen (4), Mousson (5) et Benoît (6). De leurs expériences, on peut conclure que dans un intervalle de température peu étendu, la résistance d'un métal est en général représentée par la formule

$$r_t = r_0(1 + \alpha t), \tag{1}$$

et dans un intervalle plus considérable par des formules à trois termes

$$r_t = r_0(1 + \alpha t + \beta t^2), \tag{2}$$

dans lesquelles α et β sont des coefficients constants.

Toutes les expériences ont été réalisées soit entre 0° et 100°, soit à des températures plus hautes. Elles établissent que les coefficients α diffèrent peu d'un métal pur à un autre, et qu'ils ne sont pas très

---

(1) LENZ, *Leitungsfähigkeit der Metalle für Elektricität bei verschiedenen Temperaturen* (*Pogg. Ann.*, t. XXXIV, p. 418 et t. XLV, p. 105; 1835-1838).

(2) ED. BECQUEREL, *Ann. de Chim. et de Physique*, 3e série, t. XVII, p. 266; 1846.

(3) ARNDTSEN, *Pogg. Ann.*, CIV, p. 1 et CV, p. 148; 1858.

(4) MATTHIESSEN und V. BOSE, *Pogg. Ann.*, CXV, p. 353; 1862.

(5) MOUSSON, cité par G. Wiedemann, *Die Lehre von der Electricität*, t. I, p. 507.

(6) R. BENOIT, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI, p. 342; 1873.

éloignés de $\frac{1}{273}$, c'est-à-dire du coefficient de dilatation des gaz. Si cette loi était rigoureuse, et si la formule (1) était applicable aux très basses températures, la résistance électrique d'un métal pur pourrait, au même titre que la pression d'un gaz parfait, être employée à la mesure des températures, puisque les deux quantités varieraient proportionnellement. Il y avait donc intérêt à effectuer des mesures de conductibilité électrique des métaux aux plus basses températures possibles. Tel a été l'objet de ce travail.

Nos expériences s'étendent de 0° à — 100° et — 123°. Elles ont porté sur le mercure et divers autres métaux.

Le mercure était contenu dans un tube de verre capillaire, contourné en spirale (1) et terminé par deux tubes larges, dans lesquels plongeaient des électrodes en cuivre amalgamé de $3^{mm},5$ de diamètre. Le réservoir d'un thermomètre à hydrogène pénétrait à l'intérieur de la spirale et le tout était plongé soit dans la glace, soit dans un bain formé de chlorure de méthyle, d'un mélange de chlorure de méthyle et de neige carbonique ou enfin d'éthylène. Un courant d'air sec dont on réglait convenablement l'intensité brassait incessamment le bain liquide et en abaissait la température, suivant la méthode indiquée par M. Cailletet.

Quand on voulait opérer sur d'autres métaux, du cuivre par exemple, on remplaçait le tube en spirale par une bobine creuse de fil métallique enroulée sur un support d'ébonite, dans lequel on avait pratiqué de nombreuses et larges fenêtres, de manière à bien assurer le mélange des couches liquides, et l'uniformité de température du bain et de la résistance à mesurer. Le fil métallique tantôt nu, tantôt entouré de soie, plongeait directement dans le bain liquide. La glace, le chlorure de méthyle, l'acide carbonique et l'éthylène sont des isolants parfaits, et l'on n'a pas à craindre qu'il s'établisse, d'une spire à l'autre de la bobine, des dérivations susceptibles d'altérer notablement les mesures. On s'en est assuré par des expériences directes. Sauf pour le mercure solide, nous n'avons opéré que des mesures relatives.

Une résistance en mercure, de la forme précédemment décrite, était plongée à demeure dans la glace fondante et servait de terme

(1) Ces tubes avaient été construits par M. Alvergniat

de comparaison. Elle constituait l'une des branches d'un pont de Wheatstone, dont les trois autres branches étaient formées de deux caisses de résistance, et du fil métallique étudié. Les communications étaient établies par de très gros fils de cuivre dont la résistance, en général inférieure à la $\frac{1}{200}$ partie de la branche du pont qui les comprenait, pouvait être considérée comme invariable pendant la série des mesures; on constatait l'équilibre du pont à l'aide d'un galvanomètre à réflexion très sensible.

Toutes les températures ont été mesurées par un même thermomètre à hydrogène que l'on observait à volume constant, et dans lequel la pression du gaz à 0° était de $509^{mm},3$. Le réservoir du thermomètre, de même hauteur que les bobines dont il occupait le centre, était complètement immergé à plusieurs centimètres de profondeur au-dessous de la surface libre du liquide, au fond d'une éprouvette de hauteur à peu près triple; cette éprouvette était protégée contre le réchauffement par une double enveloppe et par un tampon de ouate qui livrait passage à la tige capillaire du thermomètre, au tube qui insufflait l'air et aux gros conducteurs de cuivre du pont. Voici maintenant les résultats que nous avons obtenus :

1° *Mercure.* — Le mercure que nous avons employé était du mercure pur du commerce, purifié à nouveau par son séjour dans une série de trois flacons contenant le premier de l'acide azotique étendu, le second de l'acide sulfurique et le troisième de la potasse caustique.

Ce mercure était introduit par aspiration dans le tube en spirale que nous avons décrit : ce tube avait environ 1^{m} de long et 1^{mmq} de section ; il avait été contourné en une spirale d'à peu près $0^{m},10$ de hauteur et se terminait par deux tubes de plus de 1^{cq} de section contenant une masse assez considérable de mercure, dans laquelle plongeaient les électrodes en cuivre amalgamé. Les mesures ont toujours été conduites très rapidement, pour éviter la diffusion d'une quantité appréciable d'amalgame de cuivre dans la partie du tube contournée en spirale.

Quand on abaisse progressivement la température, la résistance du mercure varie d'abord très lentement jusqu'au voisinage de —40°. Le coefficient moyen de variation de 0° à —40°, déduit de nos expériences, a pour valeur

$$0,000804.$$

La formule

$$(3) \qquad r_t = r_0(1 + 0{,}0008649\,t + 0{,}00000112\,t^2),$$

proposée par M. Benoît pour représenter la résistance apparente du mercure dans le verre, et adoptée par MM. Mascart, de Nerville et Benoît [1] dans leurs recherches sur la fixation de l'ohm, donne pour coefficient moyen de 0° à — 40°,

$$0{,}000820,$$

nombre sensiblement identique au nôtre. Il y a donc lieu d'admettre que la formule (3) représente exactement la variation de la résistance du mercure liquide au-dessous de 0°; nous avons d'ailleurs constaté qu'il n'y a aucune variation brusque de la conductibilité au voisinage du point de congélation, alors même que le mercure demeure surfondu à des températures légèrement inférieures à celle de la congélation normale. Cette circonstance se présente assez fréquemment dans les tubes capillaires.

On est prévenu de la solidification du mercure, par une impulsion extrêmement brusque de l'aiguille du galvanomètre. La résistance du mercure tombe subitement au $\frac{1}{4}$ de sa valeur et diminue ensuite régulièrement, à mesure que la température s'abaisse, avec un coefficient de variation que nous nous sommes attachés à mesurer avec exactitude. Désignant par ρ_{-40} la résistance du mercure solide à — 40°, par ρ_t sa résistance à une température t quelconque inférieure à — 40°, nous avons trouvé que l'on a très exactement

$$(4) \qquad \rho_t = \rho_{-40}\,\frac{1 + \alpha t}{1 - 40\alpha},$$

avec $\alpha = 0{,}00407$.

Ce coefficient de variation est près de cinq fois plus fort que celui qui caractérise le mercure liquide au voisinage de — 40°.

La formule (4) est applicable dans les limites de température où ont été réalisées nos expériences sur le mercure, c'est-à-dire de — 40° à — 92°,13; la valeur de α que nous indiquons résulte d'une quinzaine de mesures bien concordantes, effectuées avec trois échantillons distincts de mercure récemment purifié.

---

[1] Mascart, de Nerville et Benoit, *Expériences pour la détermination de l'ohm* (*Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 230; 1884).

La valeur du rapport $\frac{r_t}{\rho_t}$ de la résistance du mercure liquide à celle du mercure solide à la même température change avec la valeur de t, comme on le voit par la comparaison des formules (3) et (4). Les observations, réduites à l'aide de ces formules, nous ont donné

$$\frac{r_{-40}}{\rho_{-40}} = 4,087.$$

On sait, par les expériences de M. L. de la Rive [1], que la plupart des métaux (étain, zinc, plomb, cadmium) augmentent de résistance en fondant. Le mercure rentre dans cette règle, dont s'écartent le bismuth et l'antimoine ; la variation de résistance qu'il subit est la plus grande que l'on connaisse, elle est à peu près double de celle que subissent l'étain et le zinc par exemple.

Nos expériences permettent de calculer approximativement la résistance spécifique absolue du mercure solide à 0°. Négligeant la dilatation du mercure et du verre, on a en effet

$$\rho_0 = \frac{\rho_{-40}}{1 - 40.0,00407} = \frac{r_{-40}}{4,087(1 - 40.0,00407)}$$
$$= \frac{r_0(1 - 0,0008469.40 + 0,00000112.40^2)}{4,087(1 - 40.0,00407)}.$$

La résistance spécifique r_0 du mercure liquide à 0° étant de $\frac{1}{1,06}$ ohms légaux, on trouve, tous calculs faits,

$$\rho_0 = 0^{\text{ohms}},2668 = 2,668.10^8 \quad \text{C.G.S.}$$

2° *Métaux solides.* — Tous les métaux purs que nous avons étudiés, à l'exception du platine, présentent au-dessous de 0° une résistance qui décroît régulièrement d'après la formule

$$(4) \qquad r_t = r_0(1 + \alpha t).$$

a. Étain. — L'étain de Banca que nous avons employé nous a donné un fil extrêmement flexible, sur lequel nous n'avons constaté, par les plus grands froids auxquels nous l'avons soumis, aucune des variations de structure que l'on a signalées pour l'étain

---

[1] L. de La Rive, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, LVII, p. 698; 1863.

ordinaire fortement refroidi. La valeur de α déduite de 11 expériences à des températures comprises entre 0° et — 85° est

$$\alpha = 0,00424.$$

D'après M. Becquerel, la valeur de α, au-dessus de 0°, varie d'un échantillon de métal à un autre de 0,003675 à 0,006188. D'après M. Benoît, la résistance de l'étain pris au-dessus de 0° est représentée par la formule

$$r_t = r_0(1 + 0,004028\,t + 0,000005826\,t^2).$$

b. Argent. — Nous avons eu à notre disposition un fil d'argent chimiquement pur, que M. Debray a bien voulu nous prêter. La valeur de α déduite de 8 expériences entre + 29°,97 et — 101°,75 est

$$\alpha = 0,00385.$$

La formule de M. Benoît, pour l'argent pur, est

$$r_t = r_0(1 + 0,003972\,t + 0,000000687\,t^2).$$

c. Magnésium. — 6 expériences entre 0° et — 88°,31 donnent

$$\alpha = 0,00388.$$

M. Benoît indique la formule

$$r_t = r_0(1 + 0,003870\,t + 0,000000863\,t^2).$$

d. Aluminium. — 8 expériences entre + 27°,7 et — 90°,57 donnent

$$\alpha = 0,00390.$$

D'après M. Benoît

$$r_t = r_0(1 + 0,003876\,t + 0,000001320\,t^2).$$

e. Cuivre. — Nos expériences les plus étendues se rapportent à divers échantillons d'un même fil de cuivre rouge isolé par deux couches de soie et d'environ 0^{mm},3 de diamètre. Une trentaine de mesures réparties en trois groupes ont donné les valeurs de α suivantes :

0°,00 à — 58°,22.....	$\alpha = 0,00418$
— 68,65 à —101,30.....	$\alpha = 0,00426$
—113,08 à —122,82.....	$\alpha = 0,00424$

Ces valeurs de α ne diffèrent pas entre elles de quantités supérieures à la limite des erreurs d'expérience. On doit donc admettre que jusqu'à -123°, la résistance du cuivre varie d'après la formule (4) avec une valeur de α égale à 0,00423.

Tous les auteurs qui ont étudié la résistance du cuivre indiquent, pour le coefficient de variation entre 0° et $+100^\circ$, une valeur notablement plus faible. Par exemple, M. Benoît donne la formule

$$r_t = r_0(1 + 0{,}00367\,t + 0{,}000000587\,t^2).$$

De quelques expériences effectuées par nous au voisinage de 0°, il semble en effet résulter que le coefficient qui convient à cette température est voisin de 0,00370, pour l'échantillon même sur lequel nous avons opéré. Il serait donc impossible de représenter par une formule unique la variation de la résistance du cuivre de $+100^\circ$ à -123°.

f. Fer. — Une dizaine d'expériences sur divers échantillons de fil de fer fin du commerce nous ont donné entre 0° et -92°

$$\alpha = 0{,}0049;$$

La formule de M. Benoît pour le fer recuit est

$$r_t = r_0(1 + 0{,}004516\,t + 0{,}000005828\,t^2).$$

g. Platine. — Le fil de platine que nous avons employé provenait d'un échantillon de platine chimiquement pur que nous avait prêté M. Debray; 9 expériences réalisées entre $+29^\circ,16$ et $-94^\circ,57$ nous ont donné :

De $+29^\circ,16$ à $-24^\circ,01$	$\alpha = 0{,}00301$
De $-40,18$ à $-59,31$	$\alpha = 0{,}00333$
De $-63,62$ à $-94,97$	$\alpha = 0{,}00342$

Les valeurs de α croissent d'une manière évidente, à mesure que la température s'abaisse; la formule (3) n'est donc pas applicable, mais on satisferait à peu près aux observations par la formule trinôme

$$r_t = r_0(1 + 0{,}003\,t - 0{,}000055\,t^2).$$

Le Tableau suivant résume nos observations sur les métaux solides, à l'exception du platine.

Métaux.	Limites de température.	α.
Argent.....	+29°,97 à —101°,75	0,00385
Aluminium....	+27,70 à — 90,57	0,00388
Magnésium....	0,00 à — 88,31	0,00390
Mercure.....	—10,00 à — 92,13	0,00407
Cuivre.....	—23,00 à —122,82	0,00423
Étain.....	0,00 à — 85,08	0,00424
Fer.....	0,00 à — 92,00	0,00449

En résumé, nous pouvons tirer de nos expériences les conclusions suivantes :

1° De 0° à — 100°, la formule binôme

$$r_t = r_0 (1 + \alpha t)$$

représente avec une exactitude suffisante la variation de résistance de la plupart des métaux purs.

2° Il en résulte qu'à la condition de déterminer α par une série d'expériences sur une spirale du fil métallique (argent, étain, cuivre fer, etc.) que l'on veut employer, on peut mesurer toutes les températures de 0° à —100° par la variation de résistance de cette spirale. L'erreur, par rapport au thermomètre à hydrogène, sera toujours inférieure à 1°.

3° Pour chaque métal, α présente une valeur particulière, supérieure en général au coefficient de dilatation des gaz.

L'application de la formule empirique

$$r_t = r_0 (1 + \alpha t)$$

conduirait à une valeur nulle de la résistance pour une température supérieure à — 273°. Il faut donc qu'à une température suffisamment basse, la variation de résistance des métaux devienne moins rapide. L'application de la formule empirique conduirait alors, pour le calcul des températures, à des nombres trop voisins de zéro.

Nous nous proposons d'étendre ces recherches à des températures très basses, et de les compléter par la comparaison de plusieurs thermomètres à hydrogène observés à volume constant, mais sous des pressions différentes (1).

(1) Dans le cours de ce travail nous avons été assistés avec beaucoup de zèle par M. J. Voisenat, élève ingénieur des Télégraphes.

SUR LE DIMORPHISME DE L'IODURE D'ARGENT;

PAR MM. MALLARD ET LE CHATELIER.

On sait que l'iodure d'argent, porté à une température assez élevée, est rouge sombre, tandis qu'il est jaune clair à la température ordinaire. Dans un Mémoire qui date déjà de plusieurs années, M. Wernicke (1) avait annoncé que, lorsqu'on observe sous le microscope une lame d'iodure en voie de refroidissement, on voit la variation de teinte se faire progressivement jusqu'à la température de 138° ou 138°,5 où intervient un changement brusque qui porte la couleur du jaune intense au blanc jaunâtre. Le réchauffement de la lame amène, à la même température, le même changement de teinte en sens inverse.

Nous avons pensé que ce phénomène devait être l'indice d'un changement d'état cristallin semblable à celui que l'un de nous a découvert dans la boracite et le sulfate de potasse et qu'il devait correspondre au passage de la forme hexagonale à la forme cubique que, d'après M. O. Lehmann (2), prend l'iodure d'argent au moment de sa solidification.

Nous avons constaté en effet que l'iodure d'argent, qui est hexagonal et très énergiquement biréfringent à la température ordinaire, devient subitement uniréfringent à une température déterminée, pour redevenir biréfringent, lorsque, par refroidissement, il a pris une température inférieure à cette température de passage. L'iodure est donc hexagonal au-dessous d'une certaine température, cubique au-dessus.

Le phénomène peut être facilement observé soit sur une goutte d'iodure fondu, soit sur une lame d'iodure taillée suivant une direction quelconque oblique à l'axe principal.

Nous avons trouvé pour cette température de passage 146° environ, chiffre un peu plus élevé que celui qui avait été déterminé par M. Wernicke par l'observation du changement de couleur.

---

(1) *Pogg. Ann.*, CXLII, 560; 1871.
(2) GROTH, *Zeit.*, I, 192; 1877.

Le passage de l'état hexagonal à l'état cubique est accompagné d'une absorption de chaleur, comme on le constate aisément en suivant la marche de l'échauffement ou celle du refroidissement d'un thermomètre plongé dans de l'iodure en menus fragments.

Nous avons mesuré la chaleur absorbée par le changement d'état en étudiant la loi de variations de la chaleur spécifique de l'iodure dans le voisinage du changement d'état.

Voici les résultats de nos observations :

	Cal
Chaleur spécifique moyenne entre 20° et 127°.....	0,059 (1)
» » 154° et 347°.....	0,055
Quantité de chaleur absorbée de 20°,1 à 127°.....	6,35
» » 20°,1 à 153°,6 . ..	14,74

On déduit de ces nombres que la chaleur absorbée pour passer de l'état hexagonal à l'état cubique est égale à 6^{cal}, 8 pour 1^{gr}, soit, pour un poids de 224^{gr},8 correspondant à celui de la molécule, 1600 petites calories ou 1,6 grandes calories.

Cette transformation réversible s'accompagne en outre comme l'a reconnu M. Rodwell (2) d'une contraction qui, d'après ce savant, serait de 0,0157 par unité de volume.

Le phénomène est donc analogue au changement de la glace à 0, qui s'accompagne d'une absorption de chaleur et d'une contraction de volume. On en conclut qu'un accroissement de pression doit abaisser la température de la transformation de l'iodure comme il abaisse le point de fusion de la glace, et que même sous une pression suffisante, cette transformation doit pouvoir se produire à la température ordinaire.

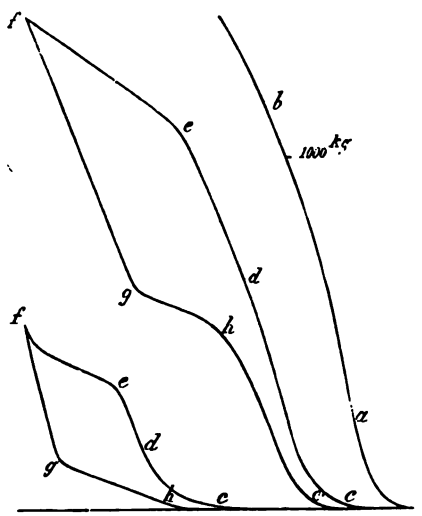
Nous avons vérifié l'exactitude de cette conclusion en profitant d'un appareil combiné par l'un de nous pour étudier la résistance à l'écrasement des ciments. Dans cet appareil une presse à vis permet d'exercer une pression considérable sur un corps contenu dans un petit cylindre en acier de faible diamètre. Ce cylindre est

(1) Regnault a trouvé cette chaleur spécifique moyenne égale à 0,0616. La différence relative, qui est de $\frac{1}{30}$, est de l'ordre de nos erreurs d'observation. La grandeur de ces erreurs est due au faible poids de matière que la disposition de notre appareil nous forçait d'employer.

(2) *Proceed. Roy. Soc.*, 25-284 (1876-77).

posé sur un large plateau d'un manomètre Thomasset, qui transmet la pression très réduite à une masse liquide emprisonnée. L'eau communique avec un manomètre Bourdon à tube elliptique tordu en hélice, du genre de celui que nous avons utilisé dans nos recherches sur les températures de combustion. La pression exercée sur l'eau est enregistrée, par un style fixé au manomètre, sur une feuille de papier portée par un cadre mobile dans une glissière verticale. La glissière est mue par un cordon enroulé sur la circonférence de la vis comprimante, de sorte que la course du papier

Fig. 1.



est proportionnelle, dans un rapport considérablement accru, à l'abaissement du piston.

Si l'on tourne la vis, sans mettre dans le petit cylindre aucun corps étranger, le piston vient presser sur la platine et l'on exerce une pression graduellement croissante, en même temps que la vis s'abaisse en vertu de la compressibilité des pièces de l'appareil. Le style du manomètre trace alors sur le papier une ligne *ab* (*fig.* 1) (1) sensiblement droite, inclinée sur la verticale, dont les

(1) La figure montre, fidèlement représentée, la courbe tracée par le style dans une expérience faite sur un petit cylindre d'iodure qui avait environ $\frac{1}{4}$ mm de hauteur.

ordonnées de l'horizontale comptées à partir du point de départ sont proportionnelles à l'abaissement de la vis, et les ordonnées comptées à partir de la verticale de l'origine sont sensiblement proportionnelles à la pression. En comparant avec un manomètre à mercure, on peut savoir à quelle pression correspond une abscisse de longueur donnée.

Si l'on introduit dans le cylindre une certaine quantité d'iodure d'argent, et si l'on comprime, le style trace d'abord une ligne *cd* (*fig.* 1) d'une inclinaison régulière et sensiblement parallèle à *ab* si l'on élimine la période initiale viciée par le tassement des pièces. Lorsque la pression est assez élevée, la transformation de l'iodure se produit, le cylindre d'iodure se contracte, et la vis peut s'abaisser sans que la pression augmente, ou plutôt, pour un abaissement donné de la vis, l'augmentation de pression est beaucoup plus faible qu'elle ne l'était auparavant; la courbe *de* tracée par le style se rapproche donc de la verticale. Au bout d'un certain temps la transformation est complète et le style se rapproche, en *ef*, de sa marche normale.

Lorsqu'on décomprime en faisant tourner lentement la vis en sens inverse, le phénomène inverse se produit. Le style décrit alors la ligne *fghc'*, dans laquelle *gh* correspond à la période de transformation. Le style vient rencontrer la verticale du point de départ en un point *c'* peu différent de *c*. La très petite différence provient des temps perdus de l'appareil.

Les pressions enregistrées au moment de la transformation sont très différentes pendant la compression et la décompression; on peut attribuer cet écart à l'influence du frottement, qui vient s'ajouter ou se retrancher de la pression réellement supportée par l'iodure. Celle-ci doit donc peu différer de la moyenne des pressions enregistrées. Voici les résultats, très concordants du reste, d'une expérience à l'autre, obtenus avec des cylindres de 3^{mm} et de 6^{mm} de diamètre.

---

(1) La courbe tracée par le style peut facilement être projetée pendant l'expérience même. On pourrait s'en servir dans les cours publics, pour démontrer la relation qui lie à la pression les changements d'état des corps.

	Pressions.	
	3mm.	6mm.
	kg	kg
Transformation à la compression.....	4750	4000
» à la décompression.....	1380	2280
Moyenne	3060	3180

L'augmentation de diamètre diminue considérablement l'écart des deux pressions sans changer leur moyenne d'une façon notable.

Notre appareil ne nous permettait pas d'opérer sur des diamètres plus forts, mais nous avons pu le faire avec la machine d'essai des ateliers du chemin de fer de Lyon que M. Henry, ingénieur en chef du matériel, a bien voulu mettre à notre disposition. Les expériences que nous avons faites avec le concours de M. Niel, ingénieur chargé du service des essais, ont porté sur des cylindres de 15mm de diamètre. Les nombres obtenus ont été les suivants :

	kg
Transformation à la compression.....	4000
» à la décompression.....	2000
Moyenne.....	3000

La pression moyenne est donc restée la même; mais, contrairement à ce que nous avions espéré, l'écart des pressions extrêmes ne s'est pas trouvé réduit.

L'iodure d'argent à la température de 20° possède donc la symétrie cubique sous la pression de 3000kg par centimètre carré et sous toutes les pressions supérieures, tandis qu'à la même température et sous toutes les pressions inférieures, il a la symétrie hexagonale.

On peut aisément apprécier, avec quelque exactitude, la variation de volume qui accompagne la transformation sous cette pression et à cette température. Il suffit de mesurer sur le diagramme la distance verticale comprise entre les deux points de la courbe du style qui correspondent au commencement et à la fin du phénomène. Cette longueur est dans un rapport déterminé avec la variation de la hauteur du cylindre d'iodure. On mesure ensuite cette hauteur, augmentée dans le même rapport, et enregistrée par le même appareil sur un diagramme spécial, en posant le cylindre sur la platine de l'appareil et mettant successivement la partie infé-

rieure de la tige de la vis en contact avec la base supérieure du cylindre et avec la platine.

Nous avons trouvé ainsi que la contraction de l'unité de volume est égale à 0,16, à $\frac{1}{40}$ près de la valeur.

Cette contraction est près de dix fois plus considérable que celle qui accompagnerait, d'après M. Rodwell, la transformation de l'iodure à 146° et sous la pression atmosphérique.

Ce savant, il est vrai, s'est contenté de déterminer la dilatation linéaire d'une barre d'iodure d'argent et en a déduit par le calcul la dilatation cubique, mode de procéder qui n'est applicable qu'aux solides restant semblables à eux-mêmes pendant leur dilatation. Cette condition n'est pas remplie par l'iodure d'argent qui se fendille dans tous les sens au moment de sa transformation et doit par conséquent éprouver des allongements inégaux suivant les directions d'inégale résistance.

Nous avons cherché à apprécier la grandeur de cette contraction à 146°, en suivant les variations, avec la température, de la colonne d'un thermomètre dans la boule duquel était introduit un cylindre d'iodure. Nous avons mesuré ainsi une contraction égale à 0,11 environ. Ce nombre, qui n'est certainement pas rigoureusement exact, mais qui doit s'approcher de la vérité, est du même ordre de grandeur que celui que nous avons trouvé à 20°.

L'ensemble de ces expériences montre l'analogie complète que présentent les phénomènes de dimorphisme avec les phénomènes physiques du changement d'état (fusion de la glace) et les phénomènes chimiques d'équilibre dans les systèmes hétérogènes (dissociation de CaO, CO^2). Comme eux, ils sont rigoureusement réversibles; ils présentent une température de transformation rigoureusement définie à pression constante, et une pression de transformation également définie à température constante; enfin le sens de cette transformation est toujours tel que, si elle se produisait seule, elle amènerait une compensation au moins partielle de l'effet que tend à produire la cause extérieure qui provoque cette transformation, c'est-à-dire qu'une élévation de température produit un phénomène tendant à amener un abaissement de température (chaleur latente négative), qu'une élévation de pression produit un phénomène tendant à amener une diminution de pression (contraction).

Les phénomènes de dimorphisme suivent donc, d'une façon complète, la loi générale des équilibres, formulée par l'un de nous.

Quelques cas de dimorphisme semblent à première vue s'écarter des lois précédentes, ne pas être rigoureusement réversibles, ne pas présenter des points de transformation bien définis, le soufre, l'iodure de mercure, le phosphore, l'oxyde de fer, etc. Les expériences de M. Gernez et celles de M. Reicher ont montré que pour le soufre il n'y a aucune exception. Sous la pression atmosphérique la température de transformation du soufre est parfaitement définie et égale à 95°,6. La seule différence que présente ce corps, et probablement les autres qui viennent d'être énumérés, est que leurs transformations réciproques ne sont pas instantanées, qu'ils peuvent subsister longtemps, parfois même indéfiniment, dans un état d'équilibre instable, fait qui se présente continuellement dans les équilibres chimiques, les changements d'état, et établit, par conséquent, une analogie de plus entre ces trois ordres de phénomènes.

DU RÉGIME DE DÉTONATION DES MÉLANGES TONNANTS;

PAR M. A. WITZ.

On peut reproduire artificiellement, pour ainsi dire, les phénomènes d'explosion et de détente qui se succèdent derrière le piston des moteurs à gaz, en opérant dans un cylindre, muni d'un piston à vitesse variable et entouré d'une enveloppe à circulation d'eau ou de vapeur : les recherches que j'ai poursuivies par cette méthode ont été publiées dans les *Annales de Chimie et de Physique* (1) et quelques-uns des résultats auxquels j'ai été conduit ont été résumés dans ce Journal (2).

Mon dessein ne saurait être de les exposer de nouveau, mais de nouvelles expériences me permettent de les compléter, en profitant

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXX; 1883.
(2) *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 515.

des remarquables découvertes de MM. Berthelot et Vieille, Mallard et Le Châtelier.

L'onde explosive, produite par la déflagration des mélanges riches, ne pouvait être observée par le procédé adopté; je me suis borné à étudier la détonation relativement lente des mélanges tonnants de gaz d'éclairage. Le pouvoir calorifique moyen de ce gaz est de 5250^{cal} à volume constant: j'ai établi ce chiffre par de nombreuses expériences calorimétriques. La température explosive théorique d'un mélange de 1^{vol} de gaz avec 6^{vol} d'air atteint 2064° C.; 1^{vol} de gaz mêlé de 10^{vol} d'air donne 1514°.

La combustion de ces mélanges n'est pas instantanée. J'ai démontré que le temps nécessaire pour que la pression explosive atteigne son maximum ne dépend pas seulement de la composition du mélange; mais il varie encore avec l'étendue de la surface de paroi et conséquemment avec la rapidité de la détente, qui a pour effet de découvrir une même surface pendant un temps plus ou moins long; le Tableau suivant, résumé de quelques expériences, met ce fait hors de doute.

Composition du mélange.	Vitesse de détente.	Pression maximum.	Durée de la combustion.
vol	m	kg	s
1 gaz + 6,33 air.....	4,30	7,39	0,045
id.	1,70	6,70	0,141
1 gaz + 9,40 air.....	0,64	5,24	0,219
id.	0,25	4,53	0,468

Ces faits peuvent être expliqués.

Deux conditions sont nécessaires en effet, pour que la combustion se propage dans un mélange gazeux. Il faut, en premier lieu, que le gaz soit inflammable, c'est-à-dire que sa combustion puisse être provoquée en un point par une élévation de température; en second lieu, il est indispensable que la quantité de chaleur rendue disponible soit assez considérable pour que la fraction transmise aux parties voisines les amène à leur température d'inflammation. La vitesse de propagation dépendra donc non seulement de la nature du mélange; mais toute cause de déperdition extérieure de calorique interviendra dans le phénomène et retardera la combustion complète. L'agitation plus ou moins grande des couches, dont les effets ont été signalés par MM. Mallard et Le Châtelier, ajou-

tera son influence aux précédentes. Les effets d'une détente rapide s'expliquent donc sans difficulté. La variation de l'utilisation que j'ai calculée confirme du reste ces vues.

Les limites de combustibilité de ces mélanges tonnants sont importantes. Un mélange dans le rapport de 1 à 4 est difficilement inflammable par l'étincelle d'induction ; il ne l'est plus par l'étincelle quand le rapport atteint 1 à 13, mais il l'est encore par un dard de flamme. Ces données sont relatives à un mélange pris sous la pression atmosphérique.

D'après MM. Mallard et Le Châtelier, la vitesse maximum de propagation de la flamme correspond à un mélange de 1^{vol} de gaz et de $5^{vol},85$ d'air et elle est égale à $1^{m},25$; avec des mélanges plus pauvres, elle peut descendre à $0^{m},30$. Mes chiffres concordent bien avec ceux de ces habiles observateurs, mais ils varient avec la vitesse de détente. Voici de quelle façon la vitesse peut être observée dans un cylindre. Supposons que la vitesse de progression du piston soit égale à la vitesse de propagation de la combustion ; cette combustion se complétera suivant la même loi que la détente et il en résultera une variation à pression constante : une semblable variation permet donc de conclure à l'égalité des vitesses de propagation de la flamme et de progression du piston. Or, pour un même mélange, on peut obtenir un diagramme dont la courbe de détente reste parallèle à l'axe des volumes avec des vitesses de piston assez différentes. En voici un exemple :

Mélange de 1^{vol} de gaz avec $9^{vol},4$ d'air.

Temps.	Détente.	Pressions.
	$\frac{dl}{dt} = 0^{m},61$.	
s		kg
0,000	1,00	1,25
0,125	2,28	1,25
0,219	3,21	1,15
	$\frac{dl}{dt} = 0^{m},25$.	
0,000	1,00	1,17
0,000	2,09	1,17
0,468	2,85	1,16

Les vitesses de propagation de la combustion pourraient donc varier de $0^m,64$ à $0^m,25$.

L'action de paroi est dominante dans ces phénomènes : j'ai essayé d'en déduire la vitesse de refroidissement du gaz pour des excès considérables. La loi des variations est trop complexe pour qu'on puisse appliquer l'analyse aux résultats de l'observation; j'ai échoué après de longues recherches : mais on peut employer une méthode de tâtonnement, et elle m'a conduit à retrouver le résultat que j'avais déjà signalé. Le pouvoir refroidissant varie proportionnellement au rapport $\frac{s}{V}$ de la surface de l'enceinte à son volume et avec la puissance $1,203 + 0,0005\,\varepsilon$ de l'excès ε. L'exposant deviendrait donc égal à 2 vers 1600°. MM. Mallard et Le Châtelier avaient admis cette valeur entre 600° et 2700° : la moyenne de ces nombres est 1650°. La pression des gaz brûlés restant à peu près constante dans ces expériences et ne dépassant pas $1^k,5$ dans les cas particuliers qui ont servi au calcul, l'influence si considérable des variations de pression se trouve éliminée presqu'entièrement, et le résultat échappe à l'objection qu'on aurait pu formuler d'après nos précédentes recherches sur les lois du refroidissement.

DE L'OBTENTION PAR LA PHOTOGRAPHIE DES ÉPREUVES STÉRÉOSCOPIQUES A PERSPECTIVE EXACTE;

PAR M. L. CAZES.

Le problème que j'ai essayé de résoudre a été proposé récemment par M. Marey à la Société française de Physique : on peut l'énoncer ainsi :

Quelles sont les conditions à remplir pour que deux épreuves photographiques d'un objet A *donnent, par leur vision simultanée au stéréoscope, la même sensation que celle que produirait un objet réel* A′ *semblable au premier, mais de dimensions différentes et placé à la distance de la vision distincte?*

Considérons d'abord l'objet A′ placé devant les yeux à la distance v de la vision normale ($0^m,30$ environ). Il pourrait sembler

a priori que deux perspectives de cet objet obtenues de chacun des deux yeux sur un plan perpendiculaire à la bissectrice de l'angle visuel et situé à la distance v doivent *toujours* donner par leur superposition stéréoscopique la représentation exacte de cet objet. Il n'en est rien. Lorsque, en effet, les yeux se portent successivement d'un des points les plus rapprochés de l'objet A′ sur un des points les plus éloignés, l'angle visuel et l'accommodation changent en même temps. Quand, au contraire, on contemple les deux images à distance fixe, l'angle visuel doit seul changer pour superposer les divers points correspondants, tandis que l'accommodation doit rester la même. Il faut donc, pour que les projections puissent, au stéréoscope, remplacer l'objet A′, que celui-ci ait une profondeur *maxima* telle que l'œil, étant accommodé pour le point le plus proche, voie encore nettement le point le plus éloigné.

Cette profondeur est de $0^m,03$ environ pour une vision normale à $0^m,30$; elle augmente ou diminue quand cette dernière distance augmente ou diminue elle-même : on peut donc, sans erreur sensible, la prendre égale à $\frac{v}{10}$.

Cela posé, il ne s'agit plus que d'obtenir photographiquement deux épreuves de l'objet A identiques aux deux perspectives de A′ que je viens de considérer.

Pour cela, il est d'abord évident que les chambres noires doivent faire avec un point de l'objet A un angle égal à l'angle visuel lorsqu'on regarde un point à la distance v, soit 12° à 15°.

Il reste à déterminer la distance moyenne D de l'objet A à chacun des objectifs.

Désignons par

f la distance du centre optique de l'objectif à l'image de l'objet A fournie dans la chambre noire;

d la profondeur de l'objet A, c'est-à-dire la distance des deux plans extrêmes limitant cet objet et perpendiculaires à la bissectrice des chambres.

Puisqu'on veut obtenir des images dont la dimension soit à celle de l'objet comme $\frac{v}{10}$ est à d, on doit avoir

$$\frac{D}{f} = \frac{d}{\frac{v}{10}} \quad \text{ou} \quad D = \frac{10}{v} fd.$$

Cette valeur de D est un *minimum*. Il n'y a d'autre *maximum* que celui qui résulterait de l'exiguïté des épreuves obtenues.

En résumé, les chambres noires doivent :

1° Faire avec l'objet un angle égal à celui que font les yeux regardant un point placé à la distance de la vision dans le stéréoscope à employer ;

2° Être placées à la distance *minima* de l'objet donnée par la formule

$$D = \frac{10}{v} fd.$$

L'application de cette méthode m'a fourni de bons résultats.

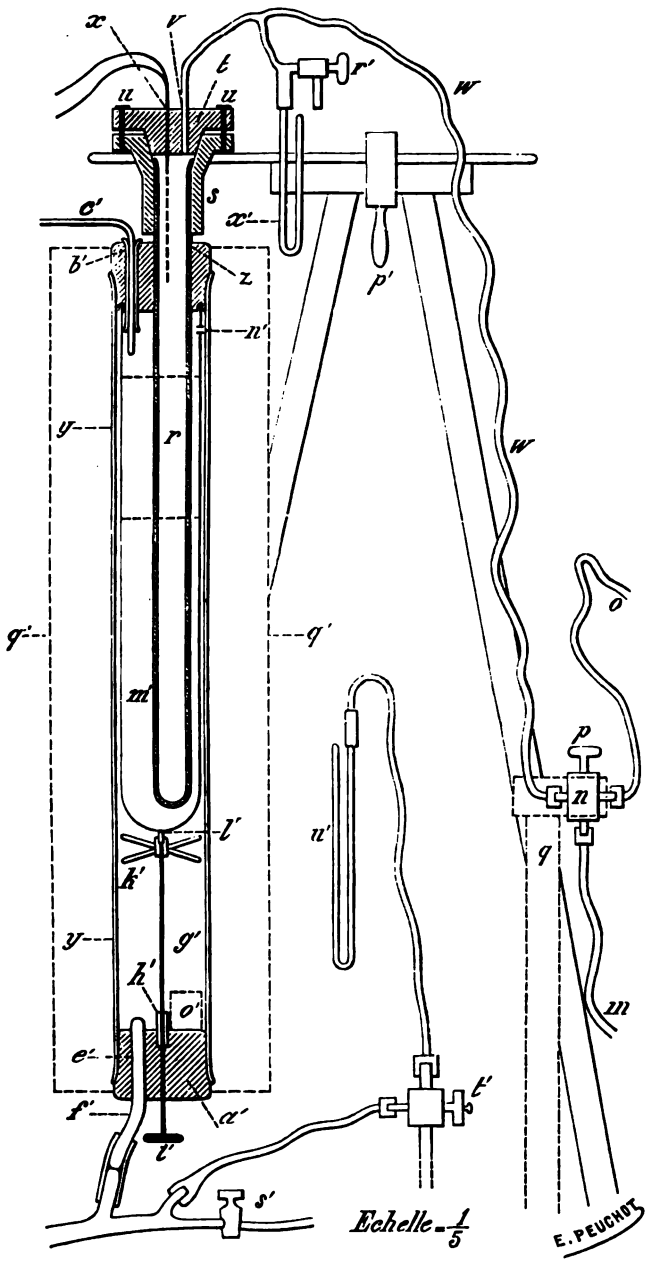
S. von WROBLEWSKI. — Ueber den Gebrauch des siedenden Sauerstoffs, Stickstoffs, Kohlenoxyds, sowie der atmosphärischen Luft als Kältemittel (Emploi de l'oxygène, de l'azote, de l'oxyde de carbone et de l'air atmosphérique bouillants comme réfrigérants) ; *Sitzungsberichte der Kais. Akad. der Wissens. Wien*, mars 1885.

La méthode employée par M. von Wrobleswki pour liquéfier les gaz a déjà été exposée dans ce Journal (¹) : le principal perfectionnement introduit par l'auteur consiste dans l'emploi de doubles enveloppes ; la vapeur émanant du liquide circule autour du vase qui le contient et le protège contre les sources extérieures de chaleur.

La pompe de compression était une pompe de Natterer modifiée ; la garniture de cuir est remplacée par une garniture d'amiante ; on peut alors se contenter d'une très petite quantité d'huile pour le graissage, et éviter les explosions qui se produisent quand on comprime l'oxygène en présence de matières grasses. Les gaz comprimés étaient reçus dans des récipients cylindriques en fer munis sur chaque fond d'un robinet à vis, de 600^{cc} de capacité et éprouvés à 150^{atm}. Une pièce cylindrique *n* en acier, solidement fixée, fait communiquer le vase où doit s'opérer la liquéfaction avec les récipients par le tube *m*, et avec un manomètre par le tube *o* ; la vis *p* permet d'isoler le manomètre. Les gaz doivent

---

(¹) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 485 ; 1883.


x
v
t
u
u
r'
w
s
x'
o'
b'
z
p'
n'
y
r
w
o
q'
q'
m'
p
n
l'
u'
q
k'
y
g'
h'
o'
m
e'
t'
f'
a'
t'
s'
Echelle = 1/5
E. PEUCHOT

séjourner quelques heures dans les récipients, en contact avec de la potasse caustique et du chlorure de calcium, pour être débarrassés d'acide carbonique et de vapeur d'eau.

Le tube W conduit le gaz dans l'appareil de liquéfaction proprement dit; celui-ci est un tube de cristal V de $0^m,015$ de diamètre intérieur, et dont les parois ont $0^m,004$ d'épaisseur, fermé à la partie inférieure et mastiqué en haut dans une garniture de laiton *s*; ces tubes résistent à des pressions de 60^{atm}. Leur longueur était de $0^m,42$ à $0^m,46$. Une pièce conique *t* fixée par quatre vis *u* ferme le tube; ce couvercle porte les trous nécessaires pour laisser passer les tubes et thermomètres; sur la figure deux trous seulement sont indiqués : l'un pour l'introduction du gaz, l'autre laisse passer les fils *x* d'une pile thermo-électrique. Ce tube doit plonger dans l'éthylène bouillant.

Cet éthylène est reçu dans un tube de verre *y*, de $0^m,50$ à $0^m,60$ de long, de $0^m,05$ à $0^m,06$ de diamètre et de $0^m,002$ d'épaisseur; ce tube, légèrement évasé à ses extrémités, est fermé par deux bouchons de caoutchouc *a'* et *z*. Le bouchon *z* est percé de deux trous : l'un laisse passer le tube *r*, l'autre un petit tube de verre *b'*, dans lequel on introduit l'extrémité du tube de cuivre *c'* qui amène l'éthylène liquide. Le bouchon inférieur *a'* porte également deux trous : l'un *e'* laisse passer un tube de verre *f'* pour l'évacuation des vapeurs d'éthylène, l'autre laisse passer une tige d'acier *g'* que l'on peut élever ou abaisser au moyen du bouton *i'*; quelques gouttes d'huile placées dans un petit tube de verre *h'* facilitent ses mouvements, sans qu'il y ait de fuites. Une croix de laiton *k'* guide la tige *g'* qui se termine par un cylindre d'ébonite *l'* de $0^m,01$ de long.

Cette tige presse sur le bouchon supérieur un tube *m* de verre mince, qui s'engage dans une rainure pratiquée dans le bouchon; c'est ce tube, percé dans le haut d'un trou *n'* de $0^m,009$ de diamètre, qui reçoit l'éthylène liquide; la vapeur remplit l'espace entre les deux tubes *m'* et *y*, ce qui protège le tube intérieur contre le réchauffement.

Tout l'appareil fixé au trépied *p* est enfermé dans une cage *q'*, munie de fenêtres et dont l'air est desséché par du chlorure de calcium.

L'intérieur de l'appareil étant bien desséché au moyen d'une machine pneumatique qu'on met en communication avec lui par le

tube f', on laisse couler l'éthylène par le tube c'; cet éthylène (500^{gr} à 540^{gr}) est renfermé dans des récipients en fer entourés d'un mélange réfrigérant et passe, avant d'arriver au tube c', dans un serpentin de 3^m de long, plongé dans un mélange d'acide carbonique solide et d'éther. Quand il y a environ $0^m,05$ de liquide en m', on fait le vide sur l'éthylène, on observe un dégagement de nombreuses bulles d'air qui cesse bientôt, on rétablit alors la communication avec l'atmosphère, et l'on peut continuer le remplissage du tube m', sous la pression atmosphérique et sur une hauteur de $0^m,25$ environ. On fait alors le vide sur l'éthylène, au moyen de deux pompes mues par un moteur à gaz. Grâce à la présence de l'enveloppe de vapeur, la température peut s'abaisser à -152°, et la pression à $0^m,01$; dans les expériences citées dans ce Journal, la pression n'avait pu être abaissée qu'à $0^m,25$ ou $0^m,03$, et la température à -136°.

On met alors le tube r en communication avec un récipient chargé de gaz comprimé à 40^{atm}; le gaz se liquéfie, et, si sa pression s'abaisse trop, on recharge ce récipient au moyen d'un autre dans lequel le gaz a été préalablement comprimé à 120^{atm}; on obtient ainsi une colonne de $0^m,10$ à $0^m,12$ de hauteur d'oxygène ou d'azote liquide. Pour obtenir ce liquide sous la pression atmosphérique, on ferme la communication avec le récipient et l'on ouvre le robinet v; le gaz liquéfié se volatiliserait alors en totalité à cause de la différence de température entre son point d'ébullition et celui de l'éthylène, si l'on ne prenait la précaution d'introduire dans le tube r un autre tube de verre mince, effilé en bas et écrasé en haut qui ne le touche alors que par deux points : il se forme encore entre les deux tubes une enveloppe de vapeur, et le liquide ainsi protégé persiste (pour l'oxygène) pendant un quart d'heure, non seulement sous la pression atmosphérique, mais même dans le vide.

La mesure des températures a été obtenue au moyen d'un couple thermo-électrique (maillechort et cuivre galvanique), associé à un galvanomètre apériodique de grande résistance, dont les indications furent comparées à celles d'un thermomètre à hydrogène aux températures suivantes : 1° ébullition de l'eau, 2° glace fondante, 3° ébullition de l'éthylène sous la pression atmosphérique, 4° ébullition de l'éthylène sous la pression de $0^m,03$ de mercure; ces deux dernières températures sont respectivement $102^o,4$ et 131°; on

déduit des observations une formule à trois termes donnant les températures en fonction des déviations du galvanomètre. Cette formule empirique s'est encore trouvée d'accord avec l'expérience quand on a plongé les thermomètres dans l'azote bouillant sous la pression atmosphérique (— 193°). L'auteur en conclut : 1° qu'à — 193° encore, le thermomètre à hydrogène peut être employé; 2° que le couple thermo-électrique peut être employé pour des températures encore inférieures, en se servant de la même formule. Pour les températures plus basses, obtenues en faisant le vide sur l'oxygène ou l'azote liquide, cet accord cesse, et, en considérant comme exactes les températures données par le couple thermo-électrique, le coefficient de dilatation de l'hydrogène à volume constant deviendrait notablement plus grand que celui des gaz parfaits.

Les températures et pressions critiques ont été trouvées :

Gaz.	Température.	Pression.	
	°	atm	°
Az.....	— 145	33,6	— 193
CO.....	— 141	35	— 190
O.....	— 118	50	— 181,5

(La quatrième colonne renferme les températures d'ébullition sous la pression de $0^m,74$.)

Les températures les plus basses indiquées par l'auteur sont les suivantes :

Gaz.	Température.	Pression.
	°	cm
O.....	— 200,4	2
Az.....	— 206	4,2
CO.....	— 201,6	4

L'azote et l'oxyde de carbone se solidifient à ces températures.

Le Mémoire contient des Tables des pressions de la vapeur saturée de ces divers corps à différentes températures.

L'auteur réserve pour un prochain Mémoire les résultats d'expériences où il a employé l'oxygène et l'azote bouillant dans le vide comme sources de froid à la place de l'éthylène. A. POTIER.

J. DEWAR. — On the liquefaction of oxygen and the critical point of fluids (Sur la liquéfaction de l'oxygène et le point critique des fluides); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XVIII, p. 210; 1884.

Pour montrer dans ses Cours la liquéfaction de l'oxygène, M. Dewar comprime ce gaz à une centaine d'atmosphères dans un réservoir en communication avec un tube refroidi vers — 115° ou — 125°, et obtient la liquéfaction dans le tube par le moyen d'une décompression brusque. Le tube est refroidi soit dans la neige d'acide carbonique imprégnée d'éther ou dans le protoxyde d'azote solidifié et mêlé d'éther.

Pour des gaz de même volume moléculaire, la température et la pression critiques sont sensiblement proportionnelles, de telle sorte qu'aux températures critiques élevées correspondent les fortes pressions et inversement. A l'appui de cette remarque, l'auteur publie le Tableau suivant contenant quelques déterminations nouvelles, en particulier celles qui se rapportent à l'ammoniaque, à l'acide sulfhydrique, au cyanogène et au gaz des marais.

Substances.	Température critique T en degrés centigrades.	Pression critique P.	$\frac{T+273}{P}$.
	°	atm	
Chlore (Cl^2)	141,0	83,9	5,0
Acide chlorhydrique (HCl)	52,3	86,0	3,7
Oxygène (O^2)	-113,0	50,0	3,2
Eau (H^2O)	370,0	195,5	3,3
Azote (Az^2)	-146,0	35,0	3,6
Acide sulfhydrique (H^2S)	100,2	92,0	4,0
Ammoniaque (AzH^3)	130,0	115,0	3,5
Diéthylamine ($(C^2H^5)^2HAz$)	220,0	38,7	15,4
Protoxyde d'azote (Az^2O)	35,4	75,0	4,1
Acide sulfureux (SO^2)	155,4	78,9	5,4
Gaz des marais (CH^4)	— 99,5	50,0	3,5
Acétylène (C^2H^2)	37,0	68,0	4,5
Éthylène (C^2H^4)	10,1	51,0	5,5
Hydrure d'éthyle (C^2H^6)	35,0	45,2	6,8
Amylène (C^5H^{10})	191,6	33,9	13,7
Benzine (C^6H^6)	291,7	60,4	9,3
Chloroforme ($CHCl^3$)	268,0	54,9	9,9
Chlorure de carbone (CCl^4)	282,0	57,6	9,6
Acide carbonique (CO^2)	31,9	77,0	4,0
Sulfure de carbone (CS^2)	277,7	78,1	7,0
Cyanogène (C^2Az^2)	124,0	61,7	6,4

L'auteur fait remarquer que les nombres de la dernière colonne sont presque identiques pour l'acide chlorhydrique, l'eau, l'ammoniaque et le gaz des marais : leur valeur moyenne est 3,5. Or ces corps sont précisément les types d'où la plupart des autres se dérivent par des substitutions. Le rapport caractéristique est plus fort pour les dérivés complexes, mais présente en général un rapport simple avec la valeur moyenne 3,5 trouvée ci-dessus.

D'après les calculs de M. Sarrau, le rapport $\frac{T + 273}{P}$ serait 3,4 pour l'oxygène et 3,5 pour l'azote. Ces nombres coïncident presque avec ceux de M. Dewar. E. Bouty.

A. KÖNIG. — Zur Kenntniss dichromatischer Farbensysteme (Sur les systèmes de couleurs dichromatiques); *Wied. Annalen*, t. XXII, p. 567; 1884.

On sait que les daltoniens (*Farbenblinder*) ne perçoivent dans toute l'étendue du spectre que deux couleurs, séparées par une région qui leur paraît incolore ou blanche. L'auteur s'est proposé : 1° de déterminer le degré de précision que comporte la détermination de la longueur d'onde caractéristique pour un daltonien donné, de la région neutre; 2° de voir comment varie cette longueur d'onde d'un daltonien à un autre; 3° d'examiner comment elle varie pour chacun d'eux avec l'intensité de l'éclairage ([1]).

L'appareil employé consiste en un spectroscope à prisme équilatéral, dont l'une des arêtes bissecte l'objectif de la lunette. Dans ces conditions, si, après avoir enlevé l'oculaire, on regarde à travers une fente oculaire, on voit l'une des faces seulement du prisme illuminée par une lumière homogène, de longueur d'onde connue, grâce à une graduation préliminaire de l'appareil, et variable avec l'orientation du tube collimateur. La seconde face du prisme, tournée vers l'objectif, est recouverte d'une couche diffusante de magnésie, éclairée par la lumière des nuages. Pour chaque daltonien, on fait mouvoir le tube collimateur, de manière que les deux faces du prisme paraissent de même couleur :

1° Pour chaque daltonien, on parvient sans peine à déterminer, à $\frac{1}{1000}$ près environ, la longueur d'onde de la région neutre.

([1]) Preyer, *Pflüger's Archiv.*, t. XXV, p. 31; 1881.

2° Cette longueur d'onde, pour divers daltoniens et pour un même degré d'éclairage, a varié de $\lambda = 491,7$ à $\lambda = 504,75$, sans qu'il y ait aucune différence entre les aveugles pour le rouge et les aveugles pour le vert;

3° Lorsque l'intensité augmente, la ligne neutre se déplace vers la région la plus réfrangible du spectre.

J. MACÉ DE LÉPINAY.

A. KÖNIG ET C. DIETERICI. — Ueber die Empfindlichkeit des normalen Auges für Wellenlängenunterschiede des Lichtes (Sur la sensibilité de l'œil normal pour les différences de longueurs d'onde de la lumière); *Wied. Annalen*, t. XXII, p. 579; 1884.

L'appareil employé est un spectroscope double : le prisme est équilatéral et orienté de telle sorte que l'axe optique bissecte l'un des angles dièdres du prisme. Deux collimateurs envoient leur lumière, l'un sur la moitié gauche, l'autre sur la moitié droite du prisme. Si l'on regarde au travers d'une fente oculaire, on voit les deux faces du prisme tournées vers la lunette illuminées de la même teinte homogène si les deux collimateurs sont symétriquement orientés. Pour effectuer une mesure, l'un des collimateurs restant fixe, on déplace lentement l'autre jusqu'au moment où la différence de coloration des deux moitiés du champ devient appréciable. Chaque mesure est répétée cinquante fois, et l'on calcule l'erreur moyenne $\sqrt{\frac{\Sigma(\lambda_m - \lambda_p)^2}{50}}$.

Si l'on prend pour abscisses les longueurs d'onde, pour ordonnées les erreurs moyennes, on obtient des courbes en tout semblables à celles obtenues par M. Peirce [1]. Les auteurs toutefois pensent que le maximum de sensibilité, indiqué par ce dernier dans le rouge, proviendrait uniquement de la prompte variation d'intensité dans cette région suffisante pour différentier les champs éclairés que l'on compare.

Ce travail conduit en outre à plusieurs résultats nouveaux :

---

[1] *Journal de Physique* [2], t. III, p. 186; 1884.

1° Pour les deux observateurs, et dans les mêmes conditions d'éclairage, les deux courbes sont notablement différentes, quoique leur allure générale reste la même;

2° Pour chacun des observateurs, la courbe est indépendante de l'intensité lumineuse entre le rouge extrême et la radiation $\lambda = 5,10 \times 10^{-5}$ environ. A partir de ce point, les courbes varient avec l'intensité, leurs maxima et minima se déplaçant même d'une manière notable.

Il est intéressant, je crois, de rappeler que cette radiation $\lambda = 5,10 \times 10^{-5}$ est précisément celle à partir de laquelle le phénomène de Purkinje commence à se produire (1).

J. Macé de Lépinay.

A. WULLNER. — Ausdehnung der Dispersionstheorie auf die ultrarothen Strahlen (Extension de la théorie de la dispersion aux radiations infra-rouges); *Wied. Ann.*, t. XXIII, p. 306; 1884.

Dans un travail précédemment analysé (2), l'auteur avait montré que l'indice n d'une substance transparente pouvait être très exactement représenté par la formule

$$n^2 - 1 = -P\lambda^2 + Q\frac{\lambda^4}{\lambda^2 - \lambda_m^2}.$$

Pour la plupart des substances, les constantes P et Q sont d'ailleurs sensiblement égales entre elles.

Grâce aux mesures effectuées, pour le quartz, dans l'ultra-violet par M. Mascart (3) et par M. Esselbach (4), dans l'infra-rouge par M. Mouton (5); pour le flint par M. Langley (6), M. Wüllner a pu montrer que la formule proposée par lui se vérifiait très exactement dans tous les cas. Dans le cas du quartz, la discordance n'atteint la troisième décimale de l'indice que pour l'extrême rouge

(1) *Journal de Physique* [2], t. II, p. 64; 1883.
(2) *Journal de Physique* [2], t. II, p. 231; 1883.
(3) *Annales de l'École Normale* [1], t. I, p. 232.
(4) *Pogg. Ann.*, t. XCVIII, p. 544; 1856.
(5) *Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 1087 et 1189; 1879.
(6) *Journal de Physique* [2], t. III, p. 214; 1884

($\lambda = 21,4 \times 10^{-5}$). Dans le cas du flint, les divergences ne deviennent sensibles que pour la raie O et pour l'extrême rouge ($\lambda = 28 \times 10^{-5}$). En particulier pour la raie O le nombre observé 1,6266 se trouve compris entre les nombres 1,6242 et 1,6277, calculés le premier au moyen de la longueur d'onde donnée par M. Mascart, le second au moyen de celle trouvée par M. Esselbach.

J. Macé de Lépinay.

H. HERTZ. — Ueber die Dimensionen des magnetischen Pols in verschiedenen Maassystemen (Sur les dimensions du pôle magnétique dans les différents systèmes d'unités); *Annales de Wiedemann*, t. XXIV, p. 114; 1885.

L'auteur revient sur la discussion qui s'était élevée il y a deux ans, au sujet des dimensions du pôle magnétique. Dans le système électromagnétique, on était d'accord non seulement sur les dimensions du pôle magnétique, qui servait de point de départ, mais même sur les dimensions dérivées du pôle électrique, tandis que dans le système électrostatique, il pouvait y avoir un désaccord sur les dimensions du pôle magnétique. A côté du système électrostatique de Maxwell vint se placer celui de M. Clausius. Il en résulta que beaucoup de physiciens pensèrent que le système électrostatique présentait des inconvénients que n'avait pas le système électromagnétique.

L'auteur se propose de prouver que cette manière de voir était erronée et qu'aucun des deux systèmes en présence n'est plus avantageux l'un que l'autre. Il propose un nouveau principe devant servir de point de départ pour établir les dimensions en question.

Jusqu'à présent on partait des principes suivants :

a. Le travail A nécessaire pour faire décrire à un pôle magnétique m un chemin fermé autour d'un courant constant, transportant une quantité d'électricité e pendant le temps t, est proportionnel à l'intensité m du pôle, à l'intensité $\frac{e}{t}$ du courant, et il est indépendant de la forme du chemin parcouru. On a ainsi

$$A = k_1 m \frac{e}{t};$$

k_1 est une constante dont la grandeur et les dimensions dépendent du choix des unités. Maxwell trouve que le plus commode est de relier les grandeurs électriques et magnétiques de telle manière que cette constante soit un nombre abstrait (sans dimension); on a alors, d'après la notation connue,

$$(\mathrm{M}) \qquad [m][e] = \mathrm{M}\mathrm{L}^2\mathrm{T}^{-1}.$$

b. Le moment d'un feuillet magnétique très petit (un point double magnétique) $m\delta$, qui peut remplacer dans les calculs un petit courant circulaire, est proportionnel à l'intensité du courant $\frac{e}{t}$ et à la surface f enfermée par son contour

$$m\delta = k_2 f \frac{e}{t},$$

k_2 est une constante qui dépend des unités choisies. Si k_1 est un nombre abstrait k_2, ne l'est pas en général. M. Clausius trouve qu'en vertu de la théorie d'Ampère, il est nécessaire de rattacher les grandeurs électriques et magnétiques de manière que k_2 soit un nombre abstrait; on a alors

$$(\mathrm{C}) \qquad [m] = [e]\mathrm{L}\mathrm{T}^{-1}.$$

Il résulte des relations (M) et (C) que dans le système électromagnétique, où la grandeur fondamentale $[m] = \mathrm{M}^{\frac{1}{2}}\mathrm{L}^{\frac{3}{2}}\mathrm{T}^{-1}$, les dimensions dérivées de l'unité de quantité d'électricité (pôle électrique) seront, d'après (M),

$$\mathrm{M}^{\frac{1}{2}}\mathrm{L}^{\frac{1}{2}}$$

et d'après (C)

$$\mathrm{M}^{\frac{1}{2}}\mathrm{L}^{\frac{1}{2}}$$

et les résultats s'accordent.

Mais dans le système électrostatique on part de l'unité de quantité d'électricité $[e] = \mathrm{M}^{\frac{1}{2}}\mathrm{L}^{\frac{3}{2}}\mathrm{T}^{-1}$; les dimensions dérivées de l'unité de pôle magnétique sont alors, d'après (M),

$$\mathrm{M}^{\frac{1}{2}}\mathrm{L}^{\frac{1}{2}}$$

et, d'après (C),

$$\mathrm{M}^{\frac{1}{2}}\mathrm{L}^{\frac{5}{2}}\mathrm{T}^{-2};$$

les deux expressions sont donc en désaccord, et c'est là le défaut qu'on reproche au système électrostatique.

Les deux principes de l'auteur sont des antithèses des principes précédents. Il entend par *courant magnétique* constant un aimant annulaire formé par un fil qui, en des temps égaux, gagne ou perd des quantités de magnétisme égales. Pendant un temps suffisamment court, un tel courant peut être obtenu aussi intense que l'on veut et, si on le rend assez faible, il peut durer aussi longtemps que l'on veut. Les forces électriques capables de produire un tel courant sont connues et il résulte des lois de l'électrodynamique les principes suivants :

a. Le travail A nécessaire pour faire décrire une fois à une quantité d'électricité e (à un pôle électrique) une courbe fermée autour d'un courant magnétique transportant pendant le temps t une quantité m de magnétisme, est proportionnel à la quantité e d'électricité (intensité du pôle) à l'intensité $\frac{m}{t}$ du courant et il est indépendant du chemin parcouru. En posant $A = k'_1 e \frac{m}{t}$ on pourra appliquer à k'_1 ce que l'on a dit de k_1.

Il peut être avantageux de prendre cette équation comme fondamentale, servant à relier les différentes grandeurs en supposant que k'_1 est un nombre abstrait. On a alors la relation

$$(M') \qquad [m][e] = ML^2T^{-1}$$

identique d'ailleurs avec la relation (M).

b. Un *feuillet électrique* (point électrique double) peut être remplacé dans les calculs par un petit courant magnétique circulaire dont le plan est perpendiculaire à l'axe du feuillet électrique, à condition que le moment $e\delta$ de ce feuillet soit proportionnel à l'intensité $\frac{m}{t}$ du courant et à la surface renfermée par son contour. On peut donc poser $e\delta = k'_2 f \frac{m}{t}$. Théoriquement on peut partir de cette équation en regardant k'_2 comme nombre abstrait. On a alors

$$(C') \qquad [e] = [m]LT^{-1}.$$

Il résulte de ces deux relations (M'), (C'), que dans le système électromagnétique, où $[m] = M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}T^{-1}$, les dimensions dérivées

de l'unité de quantité d'électricité seront, d'après (M'),

$$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}$$

et d'après (C')

$$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{5}{2}} T^{-2}.$$

On voit ainsi que dans le système magnétique des points de départ différents conduisent à des résultats différents, chose tout à fait inadmissible.

Dans le système électrostatique on a

$$[e] = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1};$$

on en déduit les dimensions de l'unité de pôle magnétique qui sont, d'après (M'),

$$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}$$

et d'après (C')

$$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}.$$

On voit que le système électrostatique offre l'avantage que présentait précédemment le système électromagnétique. Pratiquement il est plus avantageux de choisir les dimensions fournies par les relations (M) et (M'). Mais théoriquement, si l'on considère les phénomènes magnétiques comme produits par des masses électriques en mouvement, le système électrostatique, sous la forme (C), est préférable, car dans cet ordre d'idées, il exprime une liaison physique en même temps qu'une relation mathématique. Cependant le mieux, d'après l'auteur, est de suivre le conseil de M. Helmholtz et de choisir le système qu'il désigne sous le nom de *système de Gauss*. Dans ce système l'unité de quantité d'électricité et l'unité de pôle sont définies séparément par les mêmes dimensions $[e] = [m] = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}$ et l'on introduit des facteurs ayant des dimensions là où des grandeurs électriques se trouvent liées à des grandeurs magnétiques. M. Krouchkoll.

ANNALES DE CHIMIE ET DE PHYSIQUE.

6e série, tome I, II et III; 1884.

Tome Ier.

NORDENSKIÖLD (A.-E.) — Sur les aurores boréales, p. 5-72.

On peut envisager ce travail à deux points de vue différents; on y trouve en effet la base d'une théorie et une longue série d'observations faites pendant l'hivernage de la *Vega* au détroit de Behring (1878-1879).

La partie théorique a pour objet de fixer l'arc d'aurore boréale dans l'espace. Elle est fondée sur les trois hypothèses suivantes : 1° la couronne de lumière est située dans un plan perpendiculaire au rayon terrestre qui passe par son point central; 2° la couronne est circulaire; 3° on connaît la projection du centre du cercle lumineux sur la surface de la terre. D'après Bravais, ce point paraît coïncider avec le pôle magnétique. Partant de là, l'auteur a pu établir, par le calcul, la situation véritable de la couronne lumineuse.

Les observations s'étendent sur un très grand nombre d'aurores boréales avec mention de toutes les circonstances atmosphériques dont elles étaient accompagnées. On a étudié en particulier la connexion entre l'aurore boréale et le magnétisme terrestre. Lorsque les aurores croissent en intensité, l'aiguille de déclinaison tend, bien que faiblement, à marcher vers l'ouest, tandis que l'intensité de l'aimant terrestre varie beaucoup; la composante horizontale diminue et la composante verticale croît, surtout quand l'aurore se rapproche du zénith. On a cherché aussi à étudier le spectre des aurores et à voir si, comme le croit le professeur Angström, ce spectre accuse l'existence de deux sources lumineuses distinctes : une phosphorescence de l'atmosphère supérieure donnant une ligne jaune verdâtre et des décharges électriques à une distance plus ou moins grande donnant d'autres lignes spectrales. Malheureusement, les conditions de l'installation rendaient les expériences très difficiles.

Le Mémoire se termine par une longue liste d'aurores observées avec de nombreuses données barométriques, thermométriques, etc., ce qui peut présenter de l'intérêt au point de vue de l'origine des aurores. Cette origine est-elle purement cosmique, comme on le croyait jadis, ou bien, comme le pensent plusieurs physiciens, les modifications de température et de pression qui se produisent dans les basses couches de l'atmosphère n'ont-elles pas une certaine influence sur les apparitions et les phases des aurores?

GUYARD (A.). — Recherches sur l'iodure d'azote, p. 358-412.

D'après les expériences de l'auteur, l'iodure d'azote se décomposerait instantanément, sous l'influence de la lumière, avec une rapidité proportionnelle à l'intensité lumineuse; de plus, la lumière rayonnante et la lumière diffuse paraissent agir d'une manière identique. Très vive sous l'influence de la lumière blanche, la décomposition varie avec la radiation lumineuse. Diminuant d'énergie sous l'influence des rayons violets (obtenus au moyen d'une solution de permaganate de potasse), elle augmente légèrement sous l'influence de rayons bleus (sulfate de cuivre). Elle acquiert sensiblement la même intensité qu'avec la lumière blanche au contact des rayons rouge orangé (bichromate de potasse), et elle atteint un maximum bien supérieur à l'effet produit par la lumière blanche avec les rayons jaunes (nitrate d'urane, chromate neutre de potasse).

Ce phénomène est tellement sensible que l'auteur propose de l'utiliser pour réaliser un véritable *radiomètre chimique*. L'iode ou l'iodure d'azote est placé dans une dissolution ammoniacale à 22°B. renfermée dans un petit matras semblable à celui des essayeurs et disposé comme une burette de Gay-Lussac. C'est par la mesure en poids ou en volume de l'azote dégagé pendant l'action de la lumière sur ce mélange que cet instrument peut servir comme radiomètre chimique.

Tome II.

MENDELEEF (D.). — Sur la dilatation des liquides, p. 271-282.

Lorsqu'on examine les Tables de dilatation des liquides, on voit

que le changement du volume v d'un liquide avec la variation de température t a lieu d'une manière uniforme et régulière. Ce fait peut aussi être démontré par la comparaison de la dilatation de différents liquides. Soient v le volume du bromure de phosphore à la température t, T la température du mercure donnant le volume v; on aura :

t.	v.	T.	$\frac{T}{t}$.
10°	1,00847	46°,8	4,68
20	1,01706	93,7	4,68
30	1,02577	140,9	4,69
40	1,03463	189,1	4,72

Pour l'anhydride hypoazotique et le mercure, on aurait :

t.	v.	T.	$\frac{T}{t}$.
5°	1,00789	43°,6	8,72
10	1,01573	86,5	8,65
15	1,02370	129,7	8,65
20	1,03196	174,6	8,70

Ainsi, bien que les dilatations des deux liquides précédents soient 4,7 et 8,7 fois plus grandes que celle du mercure, ces dilatations sont uniformes.

Cette uniformité peut être exprimée par la formule

$$(\mathrm{I}) \qquad v = \left(1 + \frac{K}{n} t\right)^n,$$

la même qui exprime, d'après la loi de Gay-Lussac, l'uniformité de la dilatation des gaz. Pour les gaz $n = +1$, et pour les liquides $n = -1$. On a alors

$$(\mathrm{II}) \qquad v = (1 - Kt)^{-1} = \frac{1}{1 - Kt}.$$

On en déduit, entre les densités, la relation

$$(\mathrm{III}) \qquad D = D_0 (1 - Kt).$$

Cette dernière formule montre que $\frac{\partial D}{\partial t}$ est constant, ce que l'expérience vérifie.

Avec le bromure de phosphore $K = 0,000841$, et l'on a

t.	v observé.	v calculé.
40°	1,0348	1,0348
60	1,0530	1,0531
80	1,0720	1,0721
100	1,0916	1,0918
120	1,1123	1,1123
140	1,1340	1,1335

Avec le chlorure de silicium, $K = 0,001360$, on trouve

t.	v observé.	v calculé.
10°	1,0136	1,0138
20	1,0278	1,0280
30	1,0425	1,0425
40	1,0579	1,0575
50	1,0738	1,0730

Ces exemples qu'on pourrait multiplier montrent que la formule (II) répond aux données expérimentales avec une précision allant jusqu'aux $\frac{10}{1000}$ du volume; c'est à peu près la limite des erreurs d'expériences.

Comme pour les gaz, l'expression $v = (1 - Kt)^{-1}$ donne la dilatation d'un liquide idéal; celle des liquides réels s'écarte de celle donnée par la formule. Ces écarts ne sont pas grands, ils sont du même ordre par rapport à K et à v, et, comme on pouvait s'y attendre, ils augmentent aux températures du changement d'état. Ils varient aussi avec la diminution de la densité du liquide, du poids moléculaire, de la température d'ébullition, etc. De plus, comme dans la loi de Mariotte, ces écarts sont en plus ou en moins de la dilatation idéale; c'est donc bien $n = -1$ qu'il faut faire dans la formule générale (I).

En résumé, quoique la loi générale de la dilatation des liquides soit inconnue, sa première approximation est donnée par la formule (II) dans laquelle K est une constante caractéristique du liquide, comme sa densité, sa température d'ébullition, sa constante capillaire et d'autres données fondamentales. Cette approximation est suffisante pour la plupart des recherches physico-chimiques sur les liquides.

L'auteur appelle K le *module de dilatation*.

BERTIN (A.). — Photographie des franges des lames cristallisées, p. 508.

Le projet d'expériences photographiques, indiqué dans un Mémoire antérieur ([1]), a été réalisé de la manière suivante. Un spectre était produit par un prisme de sulfure de carbone et, par une fente de $0^m,01$ à $0^m,02$, on prenait dans ce spectre la partie violette pour la faire tomber seule sur l'appareil à projecteur de Duboscq. Cet appareil était formé par les deux groupes de lentilles du microscope polarisant; la lumière était polarisée par un gros nicol et analysée par un second nicol de moyenne grandeur. Les rayons tombaient ensuite sur l'appareil photographique. Cinq secondes étaient en moyenne suffisantes pour obtenir de bonnes épreuves avec lesquelles on a fait un tableau des diverses figures que le calcul avait indiquées.

Deux lames *renversées* donnent toujours des franges *ponctuées* ou *cannelées*, parce qu'elles sont discontinues. On dirait qu'elles sont formées par la superposition des franges des lames simples sur lesquelles s'étale un treillis résultant de leur intersection. On peut d'ailleurs vérifier cette manière de voir en superposant les clichés des franges des lames simples. On a encore un autre système de franges ponctuées en observant dans la lumière homogène les lames croisées qui cependant dans la lumière blanche donnent des franges continues. La recherche des figures qui peuvent résulter en général de la superposition de deux groupes de figures données constitue un problème intéressant non encore résolu.

Tome III.

CROOKES (W.). — Etudes spectroscopiques sur la matière radiante. Nouvelle méthode d'analyse spectrale, p. 145-188.

On sait que, sous l'influence de la décharge, que M. Crookes a appelée *matière radiante*, un grand nombre de substances deviennent phosphorescentes. En examinant au spectroscope la lu-

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 400.

mière émise dans ces conditions, on observe souvent un faible spectre continu avec une intensité plus ou moins grande dans certaines parties. Quelquefois, mais plus rarement, le spectre est discontinu et présente dans certains cas une bande brillante, couleur jaune-citron; tantôt c'est une raie fine, tantôt c'est une bande confuse, plus large, ayant toujours un aspect caractéristique et apparaissant toujours à la même place. C'est en cherchant le corps donnant cette bande que l'auteur a eu l'idée d'emprisonner dans un tube à matière radiante la substance à examiner; il observe ensuite au spectroscope la phosphorescence qui se produit.

Après une longue série de tâtonnements, il a été conduit à penser que le métal donnant la bande jaune appartenait à la famille de l'yttrium; c'est, en effet, l'yttrium qui produit cette bande. Le sulfate d'yttrium pur et calciné est introduit dans le tube radiant et le spectre obtenu est un des plus beaux phénomènes de spectroscopie que l'on puisse voir. Les raies sont moins nettes que celles du spectre produit par des étincelles, mais elles sont plus brillantes qu'avec la flamme des métaux alcalins.

Le spectre s'observe mieux avec une faible dispersion et une fente assez large.

En commençant du côté du rouge, on voit d'abord une très faible ligne rouge vers la division 3,3 de l'échelle graduée du spectroscope, puis une très fine bande de 3,6 à 3,7. Au point 3,95 une autre raie très faible et très étroite. De 4,2 à 4,35 est une nouvelle bande rouge. De 4,5 à 4,7 il y a une forte bande rouge divisée en deux, puis une fine raie obscure. La seconde partie est beaucoup plus brillante que la première. Après un intervalle obscur apparaît la bande jaune de 5,3 à 5,4 accompagnée du côté le moins réfrangible par un espace peu lumineux de 5,2 à 5,3, de l'autre côté par deux raies très fines 5,5 et 5,7. Suit un espace obscur et puis on voit deux raies vertes brillantes : la première, presque aussi brillante que la raie jaune, s'étend de 6,1 à 6,2; la seconde, plus faible, de 6,35 à 6,4. A 7,25, on a une raie verte très faible. Après une nouvelle bande noire, deux raies bleues se montrent l'une de 8,1 à 8,2, et l'autre de 8,7 à 8,9, mais s'étalant du côté le plus réfrangible. Enfin, vers 10,3 et 11,3 deux faibles raies violettes, mais trop indistinctes pour permettre une observation précise.

Le spectre phosphorescent a souvent été comparé au spectre du chlorure d'yttrium dans l'étincelle ; on n'y a trouvé aucune ressemblance.

La description précédente s'applique non seulement à l'yttrium pur, mais encore à un mélange suffisamment riche. Avec des traces d'yttrium, la raie jaune se montre seule. Avec un peu plus d'yttrium la première, puis la seconde raie verte apparaissent ; enfin, si la proportion d'yttrium croît, les raies bleues et rouges se montrent à leur tour.

BERTHELOT. — Remarques sur le principe du travail maximum, p. 368-374.

A la suite d'un travail fait avec M. Guntz, sur le déplacement réciproque des acides, M. Berthelot insiste de nouveau (¹) sur le principe de travail maximum et montre qu'en tenant compte des conditions qu'il précise, il n'a été produit jusqu'ici en Chimie aucun fait bien défini qui ne soit en concordance parfaite avec ce principe.

La prévision des actions chimiques est ramenée à deux données fondamentales : la connaissance des quantités de chaleur dégagée dont la plus grande somme positive détermine l'action chimique proprement dite, et la connaissance de la dissociation, laquelle rend compte des équilibres.

Ce n'est pas à dire qu'il ne se produise jamais d'absorption de chaleur dans les actions chimiques ; mais cette absorption résulte toujours des énergies extérieures étrangères à l'affinité proprement dite, énergies susceptibles d'être introduites par les lois connues de la Physique et de la Thermodynamique. Les théorèmes relatifs aux relations qui limitent la transformation de la chaleur en travail, suivant la température à laquelle on opère, ne sont applicables au travail d'une force que si ce travail résulte d'une transformation de la chaleur et, réciproquement, dans le cours de l'opération effectivement réalisée. Ce n'est donc que pour le cas où il y a intervention réversible des énergies calorifiques dans les phénomènes chimiques, par exemple dans les dissociations, fusions, vaporisations, etc., que ces théorèmes peuvent être invoqués.

(¹) *Journal de Physique*, 1re série, t. III, p. 169.

Il est un autre fait capital mis en évidence par de nombreuses expériences de l'auteur. C'est le suivant.

Pour que les équilibres chimiques se produisent, il est nécessaire qu'il y ait dissociation : soit dissociation des composés fondamentaux, ce qui arrive surtout vers le rouge ou au-dessus ; soit dissociation de composés secondaires, hydrates, sels acides, sels doubles, ce qui arrive principalement dans les dissolutions, et aussi dans les décompositions pyrogénées.

Un grand nombre de transformations chimiques ne s'opèrent pas tout d'un coup, mais progressivement et avec formation d'une suite de composés complexes qui servent en quelque sorte d'intermédiaires et d'échelons successifs. C'est la dissociation de ces composés secondaires qui préside à la plupart des équilibres chimiques des dissolutions et cette condition est remplie dans tous les cas connus. Cette condition de dissociation est essentielle dans la production des équilibres chimiques, mais elle ne suffit pas.

Il faut aussi que le composé dissociable réponde au maximum thermique, autrement la dissociation ne ferait que rendre le déplacement total plus faible. En outre il faut encore que la dissociation donne lieu à un cycle d'actions réversibles, c'est-à-dire tel que ses produits puissent régénérer, par leurs actions sur le système, le corps répondant au maximum thermique.

FRÖLICH (G.). — Mesure de la chaleur solaire, p. 500-540.

On admet généralement que la chaleur solaire est constante. Or, si l'on examine les événements dont la surface du Soleil est le théâtre, on trouve des modifications profondes et incessantes qui influent d'une manière très notable sur le rayonnement calorifique de certaines régions (taches et facules); il paraît évident que le rayonnement total doit se ressentir de ces modifications. En outre la succession des températures à la surface de la terre est irrégulière et elle devrait être périodique si la chaleur solaire était constante, en vertu du principe que des causes périodiques doivent engendrer des phénomènes périodiques, puisque les autres causes de la chaleur terrestre peuvent être considérées comme constantes ou du moins soumises à des variations faibles et très lentes.

Ce sont ces considérations qui ont décidé l'auteur à rechercher

si l'on ne pouvait pas démontrer l'existence des variations dans la chaleur rayonnée par le Soleil.

La méthode suivie est celle de Pouillet. On a mesuré à différentes hauteurs la chaleur solaire, pour déduire de là la chaleur que recevrait la terre, si l'atmosphère était supprimée. On ne peut éliminer l'influence de l'atmosphère que si l'on admet que la succession des différentes couches atmosphériques durant l'observation est la même, quelle que soit la route que suivent les rayons. On ne peut donc observer que par les jours clairs. Quant au mode d'élimination, le plus simple est de considérer, comme l'a fait Pouillet, l'atmosphère comme une couche épaisse et homogène.

Pour tenir compte de toutes les données dont l'étude théorique montre l'influence, il faudrait que nos connaissances sur la succession des couches atmosphériques, et notamment sur l'absorption de la chaleur, fussent beaucoup plus avancées. Aussi l'auteur a-t-il suivi une voie empirique, après avoir réuni un grand nombre d'observations, il les a représentées par une formule qui permet de déterminer ensuite la chaleur solaire.

Soient :

W la quantité de chaleur solaire reçue par une plaque exposée normalement à la direction des rayons;
S la valeur que prendrait cette quantité s'il n'y avait pas d'atmosphère;
z le chemin des rayons à travers l'atmosphère;
H la hauteur de l'atmosphère;
R le rayon terrestre;
a le coefficient d'absorption.

La formule simple de Pouillet suffit pour représenter les expériences de l'auteur. On a

$$\log W = \log S - a\frac{z}{H}.$$

On admet également avec Pouillet que l'on a

$$\frac{H}{R} = \frac{1}{80}.$$

Comme instruments de mesure, on a employé une pile thermoélectrique dont la surface antérieure était de 225^{mmq} et un galva-

nomètre astatique à miroir de Siemens et Halske. Cet appareil présente les avantages suivants : une sensibilité considérable et à peu près constante; une constance suffisante du zéro; une grande insensibilité par rapport aux secousses de la maison; une proportionnalité rigoureuse dans les indications.

Quand la source de chaleur varie constamment, il existe toujours entre l'action de la source et la déviation du galvanomètre un petit retard; d'où une correction. Soient

s la déviation;
δ le décrément logarithmique de la pile;
t le temps.

La déviation D qui correspond à la valeur momentanée de la source de chaleur est alors

$$D = s + \frac{1}{\delta}\frac{ds}{dt};$$

on peut donc calculer D, connaissant la déviation momentanée, et le temps employé aux déviations suivantes, δ étant préalablement connu.

La difficulté principale a consisté dans l'installation d'une unité de mesure précise pour la chaleur rayonnante. On a essayé sans succès une plaque de platine incandescente, puis une lampe électrique; on a adopté définitivement une plaque à émission constante chauffée à 100°.

Les mesures de la chaleur solaire furent faites en septembre 1879, au sommet du Faulhorn en Suisse, durant l'hiver 1879-1880, à l'observatoire de Berlin; de 1880 à la fin de 1882, dans la villa de M. G. Hanseman; et en 1883, dans une tour située à Westend, près de Berlin.

Le résultat capital des mesures est la preuve que *la chaleur solaire n'est pas constante mais éprouve de grandes variations.*

Les valeurs trouvées sont :

29 juin	574 ± 9
1er juillet	564 ± 8
14 août	607 ± 10
12 septembre	573 ± 27
15 octobre	555 ± 10.

Dans l'ensemble, la marche de la chaleur solaire est caractérisée

par les faits suivants : du commencement de juillet au milieu d'août a lieu une augmentation de 6 pour 100; de là au milieu de septembre, une diminution de 8 pour 100; du milieu de septembre au milieu d'octobre, il n'y a pas de grande variation.

Or, c'est de la même manière qu'a varié le nombre des taches du Soleil. D'après les observations de l'observatoire d'Astronomie physique de Potsdam, au commencement de juillet, en septembre et en octobre, le Soleil était recouvert d'un grand nombre de taches. En août, au contraire, il y en avait beaucoup moins. *La chaleur solaire paraît donc varier en raison inverse du nombre des taches.* Pour établir cette loi d'une façon certaine, il faudrait toutefois de nouvelles observations. B.-C. DAMIEN.

SUR LES FIGURES D'ÉCOULEMENT;

PAR M. TITO MARTINI.

Dans le *Bulletin bibliographique* du dernier numéro du *Journal de Physique* j'ai lu le titre d'un Mémoire de M. von Bezold (1) où se trouvent décrits presque les mêmes faits et dessinées les mêmes figures que j'ai publiées antérieurement, sur les figures d'écoulement des liquides. Comme l'auteur ne signale pas mes travaux, je crois utile de rappeler ici qu'en juin 1877 j'ai publié un Mémoire intitulé : *Di alcuni singolari fenomeni di diffusione* (2) et ultérieurement un second Mémoire ayant pour titre : *Figure di diffusione nei liquidi,* dont un extrait a paru dans le *Journal de Physique* (3) et auxquels je renverrai le lecteur.

---

(1) VON BEZOLD, *Ueber Strömungsfiguren in Flüssigkeiten* (*Wied. Ann.*, t. XXIV, p. 569; 1885).

(2) *Rivista scientifico-industriale,* p. 214. Ce Mémoire se trouve traduit en entier dans le journal anglais *Nature,* t. XVII, n° 422.

(3) *Nuovo Cimento,* 3e série, t. IX, 1881; *Journal de Physique,* 2e série, t. I, p. 520; *Beiblätter,* t. VI, p. 337.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome V. — Mai 1885.

P. DE HEEN. — *Premier essai de théorie des liquides*, p. 83.

Juin 1885.

G. FOUSSEREAU. — *Recherches expérimentales sur la résistance électrique des substances isolantes. Exposition des méthodes*, p. 241.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XX. — Juillet 1885.

LAWRENCE-B. FLETCHER. — *Détermination de l'unité B.A. en fonction de l'équivalent mécanique de la chaleur*, p. 1.

J.-A. GROSHANS. — *Nouvelle loi analogue à celles qui sont connues sous les noms de loi d'Avogadro et de loi de Dulong et Petit*, p. 19.

H.-FRANK NEWALL. — *Sur le choc des veines liquides*, p. 31.

JULIUS ELSTER et HANS GEITEL. — *Observations sur les phénomènes qui se produisent dans les nuages orageux*, p. 34.

J.-W. CLARK. — *Sur certains cas de décomposition électrolytique*, p. 37.

J.-W. CLARK. — *Détermination de la capacité calorifique d'un thermomètre*, p. 48.

A.-M. WORTHINGTON. — *Erreur impliquée par la méthode du professeur Quincke pour calculer les tensions superficielles d'après les dimensions de gouttes ou de bulles plates*, p. 51.

SUR LA THÉORIE DE LA MACHINE DE GRAMME;

PAR M. MASCART.

1. Sans aborder dans toute sa généralité le problème des machines magnéto-électriques, il est utile d'examiner d'abord des cas simples qui permettent une analyse détaillée du phénomène. Les résultats ainsi obtenus ne s'appliquent pas directement aux machines réelles, mais ils sont au moins une première approximation qui peut servir de guide; c'est à ce titre que nous ferons quelques remarques sur la machine de Gramme.

Considérons une machine de Gramme dont la bobine tourne dans un champ magnétique invariable, comme celui qui serait produit par des aimants dont le magnétisme serait absolument rigide, et supposons que le champ magnétique soit symétrique par rapport à deux plans rectangulaires passant par l'axe de rotation.

L'aimantation du fer doux qui constitue l'anneau est immobile dans l'espace et l'on peut admettre qu'elle occupe la même position que si l'anneau était immobile. Il est probable que cette hypothèse n'est pas exacte et que l'aimantation n'est pas instantanée; mais aucune expérience ne semble avoir démontré encore qu'il y ait un retard appréciable, en dehors des courants induits dans la masse de fer et qui produisent un effet équivalent.

L'expérience indique, en outre, que les points d'appui des balais ne doivent pas correspondre aux boucles situées dans le plan de symétrie perpendiculaire aux forces, ou plan neutre, mais, lorsque la machine est employée comme électromoteur, aux boucles qui ont dépassé cette position d'un angle θ, qu'on appelle *angle de calage;* on en verra plus loin la raison.

Si les balais sont réunis par un circuit extérieur, le courant ne peut pas être constant en toute rigueur, car la force électromotrice et la résistance du circuit sont modifiées périodiquement, parce que les boucles sont tour à tour fermées sur elles-mêmes quand les balais appuient sur deux touches consécutives. Cette espèce de vibration du courant principal donne lieu à des extracourants qui diminuent l'effet utile de la machine, mais l'amplitude relative des oscillations est d'autant plus faible que le nombre des

boucles de la bobine est plus grand, et l'on ne s'éloigne pas beaucoup de la vérité en supposant le courant uniforme.

Enfin nous admettrons encore que l'aimantation du fer est la superposition des deux aimantations qui seraient produites séparément par le champ extérieur et par le courant lui-même. Dans ce cas, l'aimantation due au courant n'influe pas sur la force électromotrice, par raison de symétrie, chacune des moitiés de l'anneau comprenant des boucles qui renferment deux à deux, de ce chef, des forces électromotrices égales et de signes contraires.

2. Supposons qu'il y ait $4m$ boucles distinctes, chacune d'elles étant formée de p spires autour de l'anneau, et appelons $4P$ le nombre total des spires; on a

$$4P = 4mp, \quad \text{ou} \quad P = mp.$$

Soient q le flux de force magnétique, provenant du champ extérieur, qui est coupé par une spire pendant une demi-rotation entre deux points situés dans le plan neutre, $f(\theta)$ le flux de force coupé dans l'angle θ de calage. Ces dernières forces agissant en sens contraire, l'excès de flux de force utile est $q - 2f(\theta)$ et le secteur réellement efficace correspond à l'angle $\pi - 2\theta$. Le flux de force utile coupé par une spire pour une rotation complète est

$$2[q - 2f(\theta)]$$

et, si la bobine fait n tours par seconde, le flux de force coupé par seconde est

$$(1) \qquad Q = 4P2n[q - 2f(\theta)].$$

Pour un courant d'intensité I dans le circuit extérieur, c'est-à-dire d'intensité $\frac{I}{2}$ dans la bobine, le travail électromagnétique W dépensé par seconde est

$$(2) \qquad W = \frac{I}{2}Q = nI4P[q - 2f(\theta)] = nIE_1.$$

Le facteur E_1, que M. Deprez appelle *fonction caractéristique* de la machine, dépend du champ extérieur et de l'angle de calage.

Lorsque l'angle de calage est invariable, ce facteur est con-

stant si le champ extérieur est produit par une cause étrangère au courant, ou une fonction de l'intensité seule si le champ est dû à des électro-aimants excités par le courant lui-même.

Si l'on remarque, en outre, que l'aimantation de l'anneau par le courant est oblique au champ extérieur, le mouvement de l'anneau lui-même exige une dépense de travail inutile, puisqu'elle provoque des courants induits et un dégagement de chaleur dans la masse du fer; nous n'en tiendrons pas compte.

3. L'angle de calage est déterminé pratiquement par la condition de supprimer les étincelles. Or les étincelles sont dangereuses, non pas au moment où le balai rencontre une touche, mais quand il s'en détache; pour supprimer les étincelles dans ce dernier cas, il faut que les deux touches successives, celle qui reste sous le balai et celle qui lui échappe, soient au même potentiel et que l'introduction de la boucle correspondante dans le circuit général n'altère pas l'égalité des potentiels. Si la boucle a été fermée pendant un temps supérieur à celui de la période variable relative à son propre circuit, la condition précédente exige que cette boucle renferme déjà une force électromotrice capable d'y produire le courant $\frac{I}{2}$. Cette force électromotrice comprend d'abord une partie qui est due au champ extérieur, c'est-à-dire

$$p\frac{df(\theta)}{dt} = pf'(\theta)\frac{d\theta}{dt} = p2n\pi f'(\theta).$$

En outre, on doit tenir compte, comme l'a fait remarquer M. Potier, de l'aimantation de l'anneau par le courant qui donne un flux de force de sens contraire et l'on peut représenter la force électromotrice correspondante par $p2n\pi M$, le facteur M étant proportionnel à l'aimantation. Pour que la boucle fermée sur elle-même renferme le courant $\frac{I}{2}$, il faut donc qu'on ait, en appelant r la résistance d'une spire,

$$pr\frac{I}{2} = p2n\pi[f'(\theta) - M]$$

ou

$$(3) \qquad f'(\theta) = \frac{Ir}{4n\pi} + M = I\left(\frac{r}{4n\pi} + \frac{M}{I}\right);$$

il en résulte que l'angle de calage est indépendant du nombre des spires qui constituent chaque boucle.

Si l'aimantation par le courant est proportionnelle à l'intensité, on peut poser

$$M = \frac{r'}{4\pi} I,$$

ce qui donne

$$(4) \qquad f'(\theta) = \frac{I}{4n\pi}(r + nr').$$

Dans ce cas, l'aimantation par le courant n'interviendrait dans la condition relative à l'angle de calage que par l'introduction d'une résistance fictive nr' proportionnelle à la vitesse.

4. Le travail perdu comprend d'abord l'énergie calorifique qui correspond au passage du courant dans la résistance extérieure inutilisée ρ et dans la résistance moyenne de la bobine. La résistance de la bobine est alternativement mpr ou $(m - \frac{1}{2})pr$, suivant que les balais appuient sur une ou sur deux touches; on peut prendre la valeur moyenne $(m - \frac{1}{4})pr$. Le travail perdu par échauffement est donc égal à

$$I^2[\rho + (m - \tfrac{1}{4})pr].$$

D'autre part, M. Joubert a montré que la suppression et le rétablissement du courant dans la boucle fermée constituent une perte de travail qui équivaut à un accroissement fictif de la résistance. En appelant l le coefficient de self-induction d'une boucle, la perte d'énergie due à la chute du courant est $\frac{l}{2}\frac{I^2}{4}$; comme l'opération se répète deux fois par tour pour chaque boucle, il en résulte une perte totale par seconde de $mnlI^2$, c'est-à-dire équivalente à celle qui serait produite par une résistance fictive égale à mnl.

Le coefficient d'induction l est proportionnel au carré du nombre des spires et peut être représenté par λp^2. Si l'enroulement renferme un nombre total constant $4P$ de spires, cette résistance fictive

$$(5) \qquad mnl = \frac{P}{p} n\lambda p^2 = nP\lambda p$$

est proportionnelle au nombre des spires qui constituent chaque

boucle, tandis que la résistance moyenne de la bobine

$$(m-\tfrac{1}{4})\,pr = \left(P - \frac{p}{4}\right) r$$

en est à peu près indépendante.

La résistance fictive $mnl = nP\lambda p$ est réduite au minimum quand chaque boucle ne comprend qu'un spire. Cette condition est réalisée dans les machines à gros fil employées en galvanoplastie, mais des difficultés mécaniques ne permettent pas de l'appliquer aux machines à fil fin, nécessaires pour obtenir de grandes forces électromotrices.

Finalement, l'excès de l'énergie dépensée sur l'énergie perdue, ou le travail utile U pendant l'unité de temps, est

$$(6) \qquad U = nIE_1 - I^2[\rho + (m-\tfrac{1}{4})\,r + mnl].$$

5. Pour un calage déterminé, E_1 est une fonction $F(I)$ de l'intensité seule; en représentant par R la résistance totale comprise dans la parenthèse, on a donc

$$(7) \qquad U = nIF(I) - RI^2,$$

et le rendement est

$$(8) \qquad \alpha = \frac{U}{W} = 1 - \frac{RI}{nF(I)}.$$

Dans les machines auto-excitatrices, le rapport $\frac{I}{F(I)}$ va toujours en croissant avec l'intensité; comme $F(o)$ n'est pas nul à cause du magnétisme rémanent, le rendement est d'autant plus grand que le courant est plus faible et la rotation plus rapide.

A vitesse constante, le travail utile est maximum pour la condition

$$(9) \qquad n[F(I) + IF'(I)] = 2IR,$$

qui détermine l'intensité correspondante du courant; on en déduit

$$(10) \qquad \frac{IR}{nF(I)} = \frac{1}{2} + \frac{IF'(I)}{2F(I)},$$

de sorte que le rendement α_m, relatif au travail maximum, est

$$(11) \qquad \alpha_m = \frac{1}{2} - \frac{IF'(I)}{2F(I)}.$$

Or la fonction $F(I)$ est toujours croissante, parce que l'aimantation des excitateurs n'atteint jamais sa valeur maximum et que les fils mêmes de l'électro-aimant introduisent dans cette fonction un terme proportionnel à l'intensité du courant. La valeur de $F'(I)$ étant toujours positive, on en conclut que le rendement relatif au travail maximum est toujours inférieur à $0,5$. Ce rendement ne peut atteindre la valeur $0,5$ que si l'on a $F'(I) = 0$, c'est-à-dire si le champ extérieur est invariable.

6. La forme de la fonction $f(\theta)$ peut être déterminée par expérience. Il suffit, le champ extérieur étant maintenu par un courant I, de relier une seule boucle à un circuit extérieur renfermant un galvanomètre balistique et de mesurer les quantités d'électricité induites pour une série de variations égales et très petites $d\omega$ de l'angle ω que fait la boucle avec le plan neutre; ces quantités sont proportionnelles à $f'(\omega)\,d\omega$. On vérifierait ces résultats partiels par la quantité d'électricité induite correspondant à un déplacement d'un quart ou d'une demi-circonférence. La courbe des valeurs de $f'(\omega)$ est symétrique par rapport à l'ordonnée $f'\left(\frac{\pi}{2}\right)$ et la force électromotrice E_1 est représentée par l'aire comprise entre les ordonnées qui correspondent aux angles θ et $\pi - \theta$. La valeur de l'ordonnée $f'(\theta)$ sera donnée par l'équation (4).

Si l'on représente par R' la résistance extérieure utile, y compris la résistance équivalente aux forces électromotrices vaincues, on a $U = I^2R'$ et l'équation (7) donne

$$I = n\frac{F(I)}{R + R'}. \tag{12}$$

L'équation (4) devient alors

$$f'(\theta) = \frac{F(I)}{4\pi}\,\frac{r + nr'}{R + R'}. \tag{13}$$

Pour une machine donnée, la dérivée $f'(\theta)$ et l'angle de calage θ croissent avec $F(I)$, c'est-à-dire avec l'intensité du courant, avec la vitesse et en sens inverse de la résistance totale.

Les étincelles reparaissent dès que l'angle de calage est plus petit ou plus grand que la valeur donnée par cette équation; la force électromotrice est alors plus grande ou plus faible que celle qui correspond au régime sans étincelles.

7. On peut, dans certains cas, connaître approximativement la fonction $f(\theta)$. L'anneau est généralement à peu près cylindrique. Si le champ extérieur est uniforme, l'aimantation de l'anneau est analogue à l'électrisation d'un conducteur dans un champ électrique; le flux d'induction magnétique dans la masse de fer doux est uniforme et, comme il est la continuation du flux de forces extérieur, il en résulte que $f(\theta)$ est proportionnel à la projection de l'arc correspondant sur le plan neutre, c'est-à-dire à $1 - \cos\theta$. On a donc

$$f(\theta) = A(1 - \cos\theta), \tag{14}$$

ce qui donne

$$q = f(\pi) = 2A, \qquad q - 2f(\theta) = 2A\cos\theta,$$
$$F(I) = E_1 = 4P\,2A\cos\theta, \quad f'(\theta) = A\sin\theta.$$

On déduit alors de l'équation (13)

$$\tang\theta = \frac{2P}{\pi}\,\frac{r + nr'}{R + R'}. \tag{15}$$

L'angle de calage est nul si la résistance totale est très grande et, par suite, le courant très faible.

Le courant est maximum quand la résistance extérieure est nulle; on a alors

$$\tang\theta = \frac{2}{\pi}\,\frac{P(r + nr')}{\rho + \left(P - \frac{p}{2}\right)r + 4nPp\lambda}.$$

8. Les considérations qui précèdent ne sont, sans doute, qu'une première approximation; mais elles me paraissent avoir l'avantage de mettre en relief les causes qui interviennent dans le jeu des machines.

Pour le calage des balais, en particulier, on a admis que le courant a eu le temps de s'établir dans la bobine isolée. En réalité, au lieu de l'équation (3), on doit employer, pour déterminer le courant i dans la boucle, l'équation

$$ri + l\frac{di}{dt} = 2n\pi[f'(\theta) - M] = E.$$

La force électromotrice E étant sensiblement constante, l'intensité du courant au moment où la boucle échappe au balai, à l'époque t après qu'elle a été isolée, est

$$i = \frac{E}{r} + \left(i_0 - \frac{E}{r}\right) e^{-\frac{rt}{l}}$$

L'intensité initiale i_0 étant égale à $-\frac{I}{2}$, pour que l'intensité finale soit égale à $\frac{I}{2}$, il faut qu'on ait

$$2E - rI = (2E + rI)\, e^{-\frac{rt}{l}},$$

ou

$$2E\left(1 - e^{-\frac{rt}{l}}\right) = rI\left(1 + e^{-\frac{rt}{l}}\right).$$

Remplaçant dans cette expression la force électromotrice E par sa valeur, on en déduit

$$4n\pi[f'(\theta) - M] = rI\,\frac{1 + e^{-\frac{rt}{l}}}{1 - e^{-\frac{rt}{l}}}.$$

Si l'on admet encore que l'aimantation est proportionnelle au courant, il vient

$$(16) \qquad f'(\theta) = \frac{I}{4n\pi}\left(r\,\frac{1 + e^{-\frac{rt}{l}}}{1 - e^{-\frac{rt}{l}}} + nr'\right),$$

au lieu de l'équation (4).

On voit que, pour une même intensité I, la valeur de l'angle de calage θ est plus grande que si le temps de fermeture t de la boucle était supérieur à la durée du courant variable dans le circuit de cette boucle.

SUR LE PHÉNOMÈNE DE LA SURFUSION CRISTALLINE DU SOUFRE ET SUR LA VITESSE DE TRANSFORMATION DU SOUFRE PRISMATIQUE EN OCTAÉDRIQUE;

PAR M. DÉSIRÉ GERNEZ.

J'ai établi précédemment (1) que le soufre octaédrique peut être produit et conservé sans changement de forme à toutes les températures jusqu'à son point de fusion, mais qu'au delà d'une température voisine de 97°,6 et variable avec les opérations antérieures auxquelles il a été soumis, il éprouve *nécessairement*, lorsqu'il est en contact avec une parcelle de soufre prismatique (monosymétrique), une transformation en éléments prismatiques. J'ai proposé de désigner, sous le nom de *surchauffe cristalline*, l'état d'équilibre instable où se trouve le soufre octaédrique entre la température de 97° et son point de fusion. J'ai mesuré la marche des cristaux d'une forme en l'autre dans des conditions très diverses et montré que cette étude peut mettre en évidence les modifications isomériques que le soufre a éprouvées.

Le phénomène inverse du précédent, changement du soufre prismatique en octaédrique, présente, pour des températures décroissantes, un retard analogue à celui qui se manifeste avec l'autre pour des températures croissantes : les prismes refroidis après leur production sont susceptibles de se changer en éléments octaédriques; mais cette transformation ne se produit pas forcément dès qu'ils sont à la température où elle est possible, et M. Mallard a récemment proposé (2) de nommer *surfusion cristalline* l'état d'équilibre instable du soufre prismatique aux températures où il peut éprouver, mais où il n'a pas encore subi cette modification. Cet état présente des singularités qui me paraissent n'avoir jamais été signalées, et c'est ce qui m'engage à faire connaître les résultats des recherches systématiques que j'ai pu effectuer sur ce phénomène en mettant à profit la propriété qu'ont les cristaux octaédriques de provoquer *à coup sûr* la transformation

(1) *Comptes rendus*, t. XCVIII, p. 810 et 915, et *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 286.

(2) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 217.

des prismes en octaèdres dans les limites de température où la forme octaédrique est la seule qui soit stable.

Tout le monde a observé le dévitrification des prismes de soufre produits par fusion; mais ceux qui ont apporté quelque attention au phénomène ont dû être frappés des anomalies qu'il présente, anomalies qui tiennent, comme on le verra plus loin, à ce que toutes les circonstances extérieures ont une influence notable sur le fait observé qui est variable avec elles. Les difficultés de l'interprétation des résultats seraient inextricables si l'on n'opérait dans des conditions définies avec une extrême précision. C'est ce que je me suis efforcé de faire. A cet effet, employant un dispositif analogue à celui que j'ai décrit antérieurement, je me suis servi, comme matière première, de soufre octaédrique natif ou cristallisé dans le sulfure de carbone, puis pulvérisé lentement et chauffé vingt-quatre heures dans une étuve où il perdait les dernières traces de sulfure de carbone à une température d'environ 90°, inférieure à celle où les octaèdres peuvent se changer en prismes.

On introduit cette poussière dans des tubes de verre cylindriques extrêmement minces et de 1^{mm} à 2^{mm} de diamètre; puis on élimine les poussières adhérentes aux parois externes du tube en les brûlant dans un courant d'air sec et chaud amené par une sorte de long entonnoir en verre filé.

Le soufre étant fondu à une température T maintenue constante pendant un temps τ, on retire le tube du bain de fusion et on le fait rapidement passer dans le bain de surfusion à la température t où il séjourne un temps τ'; on touche alors le liquide avec un cristal prismatique porté à l'extrémité d'un fil de platine, et des prismes se développent aussitôt d'un bout à l'autre du tube. On le transporte alors dans le bain à la température θ où l'on étudie la transformation. On la provoque au moyen d'un petit cristal octaédrique que l'on écrase à la surface du soufre prismatique et l'on peut en suivre les progrès.

En procédant de cette manière, on opère dans des conditions nettement définies et sur du soufre prismatique dont on connaît les circonstances de production. Ces circonstances peuvent être très diverses et même nouvelles, car, sous l'influence d'un germe cristallin, il est facile de provoquer dans le liquide surfondu la formation des prismes non seulement aux températures supérieures

à 97° où ils sont stables, mais aussi à des températures bien inférieures à cette limite et où la forme prismatique est instable.

Dans ces expériences, si, au lieu d'écraser un cristal octaédrique à la surface du soufre prismatique, ce qui produit un grand nombre de centres de transformation, on agit avec assez de précaution pour n'amener au contact de cette surface qu'une pointe d'octaèdre, on voit bientôt, dans le solide translucide, avancer graduellement une masse opaque de forme nettement octaédrique qui gagne peu à peu l'ensemble du soufre prismatique : cette propagation se distingue souvent avec une netteté presque aussi grande que le développement de cristaux octaédriques dans le liquide surfondu.

Cette dévitrification présente des caractères particuliers lorsqu'on opère sur du soufre que l'on a fondu à une température peu éloignée du point de fusion, à 130° par exemple, mais solidifié en prismes vers 90° et que l'on maintient à une température peu inférieure à 97°; vient-on à provoquer la dévitrification à cette température de 85° à 90°, on la voit se propager à l'opacité relative qui se manifeste dans la masse translucide; mais, si au bout de quelque temps on abaisse la température, on constate bientôt que tout le reste des prismes s'est dévitrifié et l'on est surpris de trouver que la région transformée antérieurement semble relativement translucide. On peut interpréter ce résultat en remarquant que, la transformation des prismes en octaèdres étant accompagnée d'un dégagement de chaleur, il peut se faire qu'à une température suffisamment élevée il se produise une agglutination des éléments octaédriques, lesquels restent disjoints lorsqu'ils ont été formés à basse température.

Du reste, lorsqu'on provoque la transformation du soufre prismatique en éléments octaédriques par le contact d'un octaèdre, on reconnaît que, dans des tubes cylindriques dont toutes les parties ont été rigoureusement soumises aux mêmes influences extérieures, le phénomène progresse de longueurs égales en des temps égaux. La longueur de la partie dévitrifiée pendant l'unité de temps est donc une constante que l'on pourrait nommer *vitesse de dévitrification du soufre prismatique*. La mesure de cette quantité ou bien celle du temps écoulé pendant que la longueur de la partie dévitrifiée augmente de 10^{mm} permettra d'apprécier l'influence des diverses circonstances extérieures sur le phénomène.

Je vais indiquer sommairement les principaux résultats de cette étude :

1° *Influence de la température ambiante sur la vitesse de la transformation.* — On aura une idée de cette influence en comparant les résultats suivants (¹) d'observations effectuées sur des tubes dans lesquels le soufre fondu à 129°,5 et maintenu dans le bain de fusion pendant cinq minutes a été introduit dans un autre bain à 88°,9, où il a été mis en surfusion pendant cinq minutes, puis solidifié en prismes, transporté aussitôt après dans des bains à températures constantes, et enfin touché par un octaèdre amené à la surface libre du soufre prismatique ;

Températures.	Durées de la transformation.
°	m s
—23,0	500.00
—10,0	347.00
0,0	130.00
+12,9	88.13
14,6	78.57
29,8	23.30
30,5	21. 0
32,4	19.11
37,8	16.29
40,0	15.32
42,7	13.20
44,0	12. 5
44,7	11.37
47,1	11.34
51,0	11.25

(¹) Relativement à la détermination des nombres qui figurent dans ce Tableau, je dois faire une remarque importante sur la production de la dévitrification. Le contact d'une parcelle octaédrique provoque, immédiatement et à coup sûr, la transformation des prismes à partir du point touché, mais il peut arriver, surtout si le soufre sur lequel on opère passe rapidement d'une température à une autre qui lui soit très inférieure, que la dévitrification se produise en un ou plusieurs points de la masse, sans doute par un effet mécanique provoqué par la variation brusque de température; il faut donc s'assurer qu'il n'y a pas dévitrification accidentelle et, pour cela, suivre attentivement les progrès de la transformation à partir du point où on l'a provoquée : si l'on perdait de vue le tube pendant un certain temps et qu'il se produisît de nouveaux centres de dévitrification, on s'exposerait à de graves erreurs.

Températures.	Durées de la transformation.
0	m
54,7	11.54
55,1	12.30
59,1	14.43
62,7	15. 0
71,4	18.11
87,6	47. 3
88,0	50.46
89,0	63.10
91,0	137. 0
94,0	243.45
94,6	570. 0
95,1	1680. 0

Ainsi, conformément aux prévisions, la transformation est très lente dans le voisinage de la température de 97° où elle cesse d'être possible, et elle est plus rapide quand on la provoque à des températures décroissantes; mais, ce qu'on ne pouvait prévoir, elle est aussi très lente aux basses températures. Dans l'intervalle, la vitesse passe par un maximum, et les températures les plus favorables à la transformation des prismes, dans des conditions que j'ai définies, sont comprises entre 44° et 55°.

2° *Influence de la température à laquelle les prismes ont été produits.* — Pour montrer cette influence, je citerai quelques séries d'expériences faites avec des tubes chauffés cinq minutes à 129°,5, portés dans des bains de surfusion à des températures différentes, où ils sont restés cinq minutes après lesquelles on a solidifié le soufre en prismes; pour tous les tubes de la même série la dévitrification était étudiée à la même température.

Températures des bains de surfusion.	Durées de la dévitrification pour 10mm.	Températures de la dévitrification.
	Première série.	
0	m s	0
78,9	13.16	44,8
87,8	20.22	»
100,1	30.59	»
114,0	81.48	»

Températures des bains de surfusion.	Durées de la dévitrification pour 10mm.	Températures de la dévitrification.
	Deuxième série.	
79,3°	9m.50s	49,6°
88,4	18.45	»
100,0	30. 0	»
112,2	50. 0	»
	Troisième série.	
75,8	5. 5	52,6
89,4	12. 0	»
99,8	27.16	»
111,5	54.16	»

On reconnaît, à l'examen des nombres de ce Tableau, que la durée de la dévitrification est, toutes choses égales d'ailleurs, d'autant plus petite que les prismes ont été produits aux plus basses températures. Ce résultat concorde avec ce qu'on pouvait prévoir relativement à l'instabilité des prismes produits à des températures où leur formation a été pour ainsi dire forcée par le contact d'un cristal de même forme.

Mais cette conclusion n'est relative qu'au soufre qui a été fondu à une température peu supérieure à son point de fusion; les choses se passeraient autrement si le soufre était chauffé à haute température, ainsi qu'il résulte des deux séries d'expériences suivantes, dans lesquelles le soufre est resté cinq minutes dans le bain de fusion, dix minutes dans le bain de surfusion où l'on a provoqué la solidification de prismes, qui ont été transportés dans un milieu à température constante de 13° et touchés par un octaèdre; la dévitrification suivie pendant plusieurs jours a donné les résultats suivants :

Températures du bain de fusion.	Températures du bain de surfusion.	Durées de la dévitrification pour 10mm.
152,5°	88,9°	19h.23m
»	100,1	16. 9
259,0	88,9	84. 0
»	100,1	64. 0

Ainsi, les prismes produits à une température où ils sont stables se dévitrifient plus rapidement que ceux qui ont pris naissance dans des conditions où ils sont instables. Ce résultat montre qu'il s'est produit, dans le soufre fortement chauffé, un changement moléculaire autre que les précédents : nous l'étudierons plus loin.

3° *Influence de la durée du séjour des prismes dans le bain où ils ont pris naissance.* — Des expériences très variées montrent que la durée du séjour des prismes dans le bain où l'on a déterminé leur production a une influence notable sur la durée de la dévitrification. Cette durée diminue lorsque le temps augmente, comme on peut en juger à l'inspection des nombres contenus dans le Tableau suivant, relatifs à des tubes chauffés cinq minutes à 129°,5, immergés dans le bain de surfusion et solidifiés en prismes; puis, l'un d'eux restant dans ce bain, l'autre était amené dans un autre milieu à température constante où l'on provoquait la transformation en éléments octaédriques; l'autre tube était ultérieurement traité de même et dans les mêmes conditions.

Durées du séjour dans le bain de surfusion.	Température du bain de surfusion.	Température du bain de dévitrification.	Durées de la dévitrification pour 10mm.
h m	°	°	m s
0. 5	89,2	34,8	23. 5
0.35	»	»	7. 8
0. 5	81,0	43,1	17.51
1. 5	»	»	5.33
0. 5	89,7	67,8	25. 0
4. 5	»	»	7.24
0. 5	99,8	73,1	44. 7
4. 5	»	»	17.20
5.55	»	»	17. 2

On peut conclure de l'examen de ces nombres qu'il se produit dans le soufre cristallisé prismatique soumis à l'action prolongée de la chaleur et *à température constante* un changement qui facilite la transformation ultérieure en octaèdres. Cet effet, déjà très marqué au bout de quelques minutes, augmente avec le temps assez vite pour qu'au bout d'une heure ou deux la transformation devienne deux fois plus rapide, mais le phénomène tend vers une limite, comme on le voit à l'examen des nombres de la dernière

série, où la durée de la dévitrification ne varie plus sensiblement lorsque la durée du séjour, qui était de quatre heures, a été prolongée de une heure cinquante minutes. Le soufre est alors dans un état stable, qui présente le maximum de facilité pour la transformation.

4° *Influence de la température à laquelle le soufre a été fondu avant d'être solidifié en prismes.* — Elle a pour effet de faire varier beaucoup la durée de la transformation. Voici, en effet, les nombres observés avec du soufre chauffé cinq minutes à diverses températures, puis maintenu quinze minutes à 88°,9 et transformé en octaèdres à 51°,2 :

Températures du bain de fusion.	Durées de la dévitrification pour 10mm.
0	m s
130	11.54
154	48. 0
177	80. 0
206	133. 0
231	200. 0
265	240. 0

Ce résultat met en évidence le changement moléculaire que le soufre a éprouvé à l'état liquide sous l'influence de l'élévation de température, changement qui persiste non seulement lorsque le soufre liquide est revenu à la température initiale, mais même après qu'il a été entièrement transformé en prismes.

Les durées de la dévitrification ont été, dans les expériences précédentes, mesurées à des températures voisines du minimum; elles ont des valeurs absolues beaucoup plus grandes quand on fait les déterminations aux basses températures. Nous allons donner les nombres obtenus avec du soufre chauffé cinq minutes au bain de fusion et abandonné dix minutes dans le bain de surfusion à 88°,9, puis solidifié en prismes et amené à la température de 13°, où l'on a étudié la transformation en éléments octaédriques.

Températures du bain de fusion.	Durées de la dévitrification pour 10mm.
0	h m
129,5	3.47
152,5	19.23
178,5	31. 0
213,0	81. 0
259,0	84. 0

On voit que dans ces circonstances la dévitrification est extrêmement lente. Ainsi se trouve mis en évidence un changement moléculaire que le soufre a éprouvé à l'état liquide sous l'influence de l'élévation de la température et qui non seulement ne disparaît pas lorsque le liquide revient à la température initiale, mais modifie les propriétés du soufre, même lorsqu'il est entièrement solidifié en prismes clinorhombiques.

5° *Influence de la durée du séjour dans le bain de dévitrification.* — Dans toutes les expériences précédentes, la durée de la dévitrification pour l'unité de longueur est très sensiblement la même dans chaque tube, depuis le commencement jusqu'à la fin. Les choses se passent autrement lorsque le soufre a été fondu à une température très élevée, solidifié en prismes à basse température, dévitrifié vers 50° et que l'on suit la marche de la dévitrification pendant un certain nombre d'heures. On reconnaît alors que la durée de la dévitrification pour l'unité de longueur diminue assez régulièrement avec le temps : de plus, si l'on compare la marche du phénomène dans des tubes qui ont été portés à des températures très différentes, les durées qui avaient des valeurs initiales très inégales tendent au bout d'un certain temps vers des valeurs presque identiques. Le Tableau suivant résume des expériences faites sur trois tubes chauffés cinq minutes à 190°, 210° et 265°, immergés ensemble dans un bain à 88°,9 où ils ont séjourné dix minutes, après lesquelles on les a solidifiés en prismes, puis transformés en octaèdres à 48° :

Moyenne des durées de la dévitrification pour 10mm.	Tube chauffé à 190°.	à 210°.	à 265°.
	m s	m s	m s
Pendant les trois premières heures...	78.56	88.34	150. 0
Pendant la quatrième heure.....	65.33	69.34	100. 0
» la cinquième »	52.10	50. 0	88.53
» la sixième »	31.34	38. 0	66.40
» la septième »			38.20

Après sept heures, le soufre des trois tubes était donc sensiblement dans le même état.

6° *Influence de la durée du séjour dans le bain de fusion.* — Si l'on fait varier la durée du séjour dans le bain de fusion, toutes choses étant égales d'ailleurs, on constate que la durée de la dévitrification change beaucoup : on peut s'en assurer en comparant les nombres suivants, obtenus avec du soufre fondu à 129°,5, mis ensuite cinq minutes dans le bain de surfusion à 88°,4, solidifié en prismes, puis dévitrifié à 47° :

Durées du séjour dans le bain de fusion.	Durées de la dévitrification pour 10mm.
m	m s
5	12.47
10	16.49
20	33.20
30	47. 7
60	96.46

On voit ainsi, mise en évidence, l'influence qu'exerce la chaleur appliquée à *température constante* sur le soufre liquide auquel elle communique une modification assez profonde pour qu'on puisse la mettre en évidence, même après solidification complète du soufre en cristaux prismatiques.

7° *Influence des opérations antérieures auxquelles le soufre a été soumis.* — Dans tout ce qui précède, j'ai supposé que le soufre soumis à l'expérience était formé d'octaèdres n'ayant pas été fondus. Lorsqu'il a subi la fusion et qu'on l'a solidifié, il donne des résultats de même ordre, mais de grandeurs différentes. Pour donner une idée des effets produits par des fusions et solidifications

successives, je transcrirai les résultats dans deux des séries d'expériences que j'ai effectuées sur du soufre qui chaque fois a été fondu à 130°, laissé dans le bain de fusion cinq minutes, mis en surfusion cinq minutes à 90°,1, solidifié en prismes, mis dans le bain de dévitrification à 46°,2 et touché par un octaèdre :

Première série.

		Durées de la dévitrification pour 10mm.
		m s
Première opération :	Soufre neuf	13.30
Deuxième »	Après quatre heures de séjour dans le bain à 46°,2	24.25
Troisième »	Immédiatement après	65.12
Quatrième »	Immédiatement après	136.11
Cinquième »	Après 45 jours à 12°	73. 8
Sixième »	Après quatre heures de séjour dans le bain à 46°,2	98. 0
Septième »	Après deux heures de séjour dans le même bain	142.51

Deuxième série.

		m s
Première opération :	Soufre neuf	13. 0
Deuxième »	Après 81 jours à la température de 12°	75. 0
Troisième »	Après une heure trente minutes à 46°,2	83.20
Quatrième »	Après quatre heures à 46°,2	89.33
Cinquième »	Après quinze minutes à 46°,2	122.27
Sixième »	Après 10 jours à 12°	115.25
Septième »	Après cinq heures à 46°,2	142.51
Huitième »	Après 45 jours à 12°	134. 0
Neuvième »	Après quatre heures à 46°,2	133.20

Ainsi, après une seule dévitrification remontant même à quatre-vingt-un jours, le soufre ne revient nullement à l'état initial : la durée de la dévitrification des prismes qu'on en obtient après fusion est alors environ six fois plus grande que si le soufre n'avait pas été une première fois fondu et transformé en prismes. De plus, les fusions et solidifications successives ont pour effet d'augmenter la durée de la transformation, mais non indéfiniment, ce qui indique que la modification qui s'est produite dans la constitution du soufre s'accuse davantage; du reste, au bout de quelques jours, la durée

de la dévitrification est toujours plus faible à la première opération que l'on fait de nouveau subir au soufre, ce qui prouve que le changement qu'il a éprouvé s'atténue avec le temps.

Si l'on considère ce qui se passe pour le même soufre que l'on soumet plusieurs fois à des séries de fusions, solidifications et dévitrifications successives, on constate que l'effet de la première série d'opérations est le plus prononcé; que dans une deuxième série d'opérations succédant à un repos d'un certain nombre de jours, les variations de la durée de la dévitrification sont moindres : que, dans une troisième série, elles sont négligeables, ce qui est un indice que le soufre a été amené, dans ces conditions, à un état stable caractérisé par une vitesse de dévitrification sensiblement constante qui, aux températures des expériences précédentes, correspond à une durée de cent quarante-deux minutes environ par 10^{mm}.

En résumé, l'étude un peu complexe dont je viens de présenter un aperçu sommaire met en évidence le fait du développement de volumineux octaèdres orthorhombiques de soufre, se propageant au sein d'une masse solide dont les éléments sont des prismes clinorhombiques; elle montre : 1° que la vitesse de la dévitrification des prismes n'est pas toujours d'autant plus rapide qu'on la détermine à une température plus basse, mais qu'il y a une température plus favorable que les autres à la transformation, température qui est sans doute en relation avec quelque autre propriété du soufre; 2° que la forme cristalline du soufre ne suffit pas pour définir l'identité de la substance, puisque nous constatons des différences considérables présentées par des échantillons de même forme cristalline; 3° que l'action de la chaleur s'exerçant à température constante sur du soufre liquide y provoque un changement qui augmente avec le temps, et qui ne cesse pas même lorsque le soufre a été solidifié; 4° qu'en chauffant le soufre liquide à partir d'une température donnée, puis en le ramenant à la même température, on lui fait subir une modification se traduisant par des changements de propriétés qui se manifestent même après solidification de la substance; 5° que le soufre primitivement octaédrique que l'on fond, solidifié en prismes, puis ramené à l'état d'éléments octaédriques, n'a plus ses propriétés primitives et que le changement qu'il a éprouvé persiste presque complètement,

même lorsqu'il a été conservé plusieurs mois à la température ordinaire.

Ces résultats concordent avec ceux auxquels m'ont conduit la détermination de la vitesse de cristallisation des diverses variétés de soufre et l'étude de la surchauffe cristalline du soufre octaédrique. Ils précisent les conditions de leur transformation réciproque et ils établissent que non seulement la forme cristalline ne caractérise pas rigoureusement l'état physique du corps solide, mais aussi que, même à l'état liquide, un corps pur de tout élément étranger peut, suivant les opérations antérieures auxquelles il a été soumis, présenter un ensemble de propriétés très différentes.

APPAREILS POUR CONTROLER LES SURFACES COURBES SPHÉRIQUES OU CYLINDRIQUES; OBJECTIFS, LENTILLES CONVERGENTES ET DIVERGENTES; MIROIRS CONCAVES ET CONVEXES, SPHÈRES.

PAR M. LÉON LAURENT.

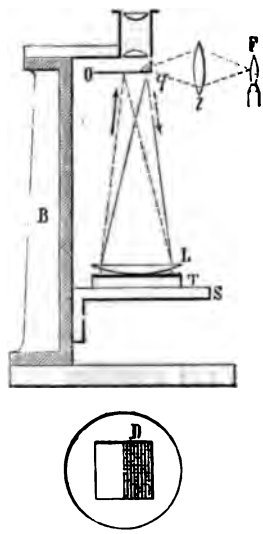
L'appareil se compose d'un bâti vertical B (*fig.* 1) le long duquel glisse une équerre S au moyen d'une chaîne; sa position est indiquée par un vernier, elle porte une plate-forme qui tourne dans un plan horizontal et sert de support aux pièces optiques à étudier. L'appareil est posé sur une table.

Au bout du bâti, est un oculaire positif (que l'on peut remplacer par un microscope à long foyer, pour la mesure des points nodaux, etc.) dont le diaphragme (vu en D en plan et à une plus grande échelle) est divisé en deux parties : la moitié de droite est recouverte par un prisme éclaireur, sa face horizontale est argentée et porte un *quadrillé q* (fait à la machine à diviser); c'est un objet artificiel éclairé, dont on étudiera l'image, réfractée ou réfléchie par les systèmes optiques à étudier, et son interprétation donnera la valeur du système.

La lumière, d'abord horizontale, est renvoyée par le prisme de haut en bas, traverse divers systèmes, se réfléchit et revient de bas en haut former, sur la moitié gauche et libre du diaphragme

D, une image du quadrillé. L'image et l'objet sont dans le plan du diaphragme et toujours de même grandeur.

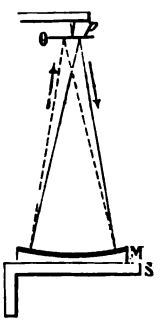
Fig. 1.



Lentilles convergentes, objectifs. — On place sur le support S (*fig.* 1) un plan en verre T. Le vernier marque o lorsque le plan touche le quadrillé. On pose la lentille à examiner L sur ce plan. La lumière qui émane du quadrillé *q* traverse la lentille, se réfléchit sur le plan T et revient se concentrer sur le diaphragme. On fait mouvoir le support S et, quand l'image est *nette* à l'oculaire, elle et le quadrillé se trouvent précisément au foyer principal de la lentille L; on n'a plus qu'à lire au vernier, en tenant compte de la forme de la lentille, de son épaisseur et de sa position sur le plan T. L'image, formée de traits lumineux sur fond *noir*, se distingue très bien. La lumière traverse deux fois la lentille et double ses défauts. La mise au point est très précise; elle est double (toutes choses égales d'ailleurs) de celle que l'on obtiendrait en visant un objet éloigné ou un collimateur, de sorte qu'en cachant telle ou telle partie de la lentille avec divers écrans, on jugera des variations dans les *courbures*, par les différences de *mise au point*,

et la netteté de l'image indiquera la *qualité* du système optique. On éclaire à la lumière monochromatique ou ordinaire ; j'ai disposé deux brûleurs pour ce but; chacun porte une lentille *l* qui sert à concentrer sur le quadrillé *q* l'image de la flamme F et permet de le mettre rapidement à sa place. Si l'on étudie par *réfraction,* on

Fig. 2.



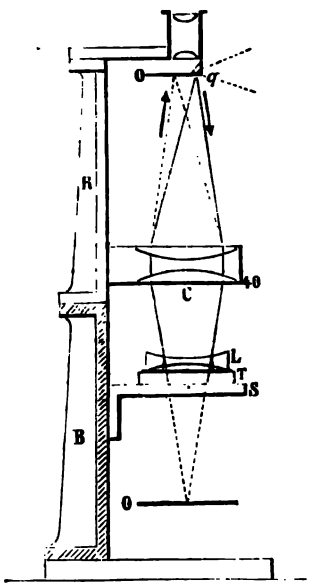
juge de l'ensemble des surfaces et de la matière; on peut examiner ensuite par *réflexion* chaque surface séparément. On mesure directement des foyers de 0^m à $0^m,40$; puis, en élevant l'oculaire par l'interposition de la rallonge R (*fig.* 3), on a jusqu'à $0^m,80$.

Miroirs concaves. — L'appareil étant toujours disposé comme dans la *fig.* 1, on remplace le plan T et la lentille L par le miroir à essayer M (*fig.* 2) et l'on fait mouvoir le support S; l'image est nette lorsque le *centre* de courbure du miroir est dans le plan du quadrillé *q*; le rayon de courbure est égal à la distance entre la surface concave et ce dernier. La mesure présente ici une difficulté pratique. Pour la surmonter, je remplace la pièce oculaire de la *fig.* 1 par une autre portant une pointe *p* (*fig.* 2). Cette pointe affleure le plan du quadrillé : on n'a donc qu'à faire monter la surface concave M jusqu'au contact avec la pointe *p*; le chemin parcouru ou la différence des lectures donne le *rayon* de courbure. On mesure directement de 0^m à $0^m,80$. L'appareil, ainsi muni de sa pointe *p*, sert à mesurer des épaisseurs : c'est un pied à coulisse de précision.

Lentilles divergentes. — Pour ces lentilles, on emploie la dispo-

sition de la *fig.* 3 : c'est l'appareil B, muni de sa rallonge R ; il est alors posé sur un tabouret en bois, mais les brûleurs restent sur la table. Au milieu de la hauteur, on adapte, à volonté, un système convergent C, composé de deux lentilles plan-convexe, dont les foyers conjugués sont : en haut, le diaphragme q ; en bas, le plan T descendu en o qui est alors le zéro *inférieur*.

Fig. 3.



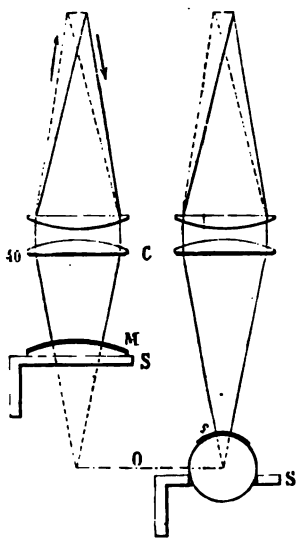
Le quadrillé q donne une image réelle, visible sur le plan T : elle se réfléchit sur le quadrillé lui-même et l'on ne voit *rien* à l'oculaire ; mais, si l'on interpose une lentille divergente L sur le plan T et que l'on remonte le support S, les faisceaux réfractés par L se réfléchiront obliquement sur le plan et se présenteront, à leur retour dans le système C, avec une inclinaison *symétrique;* ils donneront alors une image visible à l'oculaire, comme dans les cas précédents.

L'image est nette lorsque le plan focal de L coïncide avec le zéro inférieur, et l'index indique la distance entre le plan T et ce plan focal ; il n'y a plus qu'à lire, en tenant compte de la forme de la lentille, etc., comme pour les lentilles convergentes.

Cette disposition permet donc de mesurer *directement* le foyer des lentilles divergentes et de juger de leur *qualité;* aucun appareil ne l'avait encore permis. On mesure ainsi de 0^m à $0^m,40$.

Surfaces convexes, sphères. — On emploie la disposition de la *fig.* 3, dans laquelle on enlève le plan T (inutile ici) et l'on remplace L par la surface convexe M (*fig.* 4); quand l'image est

Fig. 4.



nette, le *centre* de courbure coïncide avec le zéro inférieur; on amène la surface M en contact avec le système convergent C et le chemin parcouru, retranché de $0^m,40$, donne le rayon cherché; on va ainsi jusqu'à $0^m,40$.

On mesure de la même façon des *sphères* de 0^{mm} à 75^{mm} de diamètre; le support S est alors au-dessous du centre.

Surfaces cylindriques. — Les expériences précédentes peuvent se répéter avec les surfaces *cylindriques,* convexes ou concaves; l'image ne donne plus alors qu'un système de droites *parallèles* lorsqu'on est au point, et encore, pour qu'il soit net, il faut qu'il soit parallèle à l'*axe* du cylindre; le mouvement horizontal de la plate-forme du support S est bien commode pour cela; sa posi-

tion détermine l'*orientation* exacte de l'*axe* des systèmes cylindriques examinés. Cela serait utile dans la vérification des lunettes ou pince-nez destinés à corriger l'astigmatisme (il y a des instruments pour les prescrire, mais non pour les contrôler).

L'appareil comporte deux lentilles supplémentaires, biconvexe et biconcave, de $0^m,39$ de foyer; on les pose sur les surfaces à longs rayons de courbure, ce qui permet de mesurer jusqu'à l'infini. Par la marche des rayons, on verrait facilement que, pour le foyer ou le rayon cherché, on aurait la formule connue

$$x = \frac{Ff}{F - f},$$

dans laquelle F est le foyer principal connu de la lentille supplémentaire et f la distance (que l'on mesure) des lentilles à la pointe p (*fig.* 2) ou à la face C (*fig.* 3 et 4).

En résumé, cet appareil est un *focomètre* de précision, il est général et convient à toutes les surfaces *courbes;* on peut pousser la précision assez loin quand c'est nécessaire et, pour les cas ordinaires, il permet de voir, d'un coup d'œil et sans préparation, la *qualité* d'un système optique à foyer.

Cet appareil est à la fois un outil précieux entre les mains de l'opticien et il peut aussi rendre des services variés dans les laboratoires.

APPAREIL A FAIRE LE VIDE;

PAR M. F. DE ROMILLY.

J'ai décrit, dans ce Recueil (1), un appareil à faire le vide sous le nom de *pnéole*.

Cet appareil consiste, pour sa partie essentielle, en un jet d'eau ou de mercure partant d'un orifice inférieur et pénétrant dans un orifice supérieur. Ces deux orifices sont circulaires.

Or, dès que l'on s'occupe de ce genre d'appareil, on est frappé de la perte considérable de force qu'il nécessite.

---

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 303; 1881.

En effet le jet est un cylindre liquide dont la périphérie seule est efficace; toute la partie intérieure du jet est inutile.

On voit aussi immédiatement qu'un appareil semblable ne saurait passer du laboratoire à l'usine et devenir d'un emploi industriel, puisque, pour en augmenter l'effet, il faut augmenter proportionnellement la périphérie du jet, tandis que la partie intérieure représentant la masse liquide en mouvement, c'est-à-dire le travail, croît comme la section circulaire, c'est-à-dire comme le carré.

Pour obvier à ces défauts deux moyens se présentent : remplacement de l'orifice circulaire, 1° par une fente étroite, 2° par un certain nombre de petits orifices circulaires.

Examinons les deux systèmes :

1° On peut avoir, au lieu des deux orifices circulaires opposés, deux fentes étroites opposées l'une à l'autre et qui, en s'allongeant simultanément sans varier de largeur, donneront à la fois un effet et un travail proportionnels à leur longueur.

Deux fentes semblables en ligne droite seraient d'une exécution très difficile; mais il est une autre disposition facile à réaliser : c'est de se servir des deux orifices circulaires, tels qu'ils ont été antérieurement décrits et d'occuper le centre du jet par un cylindre plein concentrique. On forme ainsi un jet circulaire dont la partie extérieure entraîne l'air. Cette construction est facile à obtenir et elle a été l'objet d'une Communication à la Société de Physique. Un appareil à mercure de cette forme a été expérimenté; il était actionné à la main et a fait le vide barométrique en six minutes environ dans une capacité de 600^{cc}. La capacité consistait en une boule de verre formant la terminaison supérieure d'un tube à large section ($0^{m},02$ de diamètre) plongeant dans une cuve à mercure. Ce tube porte à sa partie inférieure une pointe d'ivoire qui fixe le zéro; la mesure du vide se faisait par une armature à vernier au $\frac{1}{20}$ de millimètre, semblable à celle d'un baromètre qui servait de comparaison. Celui-ci était un baromètre de Tonnelot portant le contrôle du Bureau central météorologique.

Aucune matière desséchante n'est nécessaire pour arriver à ce vide. Le courant d'entraînement étant continu, la vapeur d'eau est expulsée, comme l'air même.

2° L'autre moyen consisterait en une série de petits orifices circulaires à l'ensemble desquels on devra, pour arriver à une comparaison, donner même périphérie et même section qu'à la

fente annulaire. Pour juger ce procédé, il suffit d'examiner combien il faudrait de ces petits orifices pour équivaloir à une fente donnée.

Soient

R le rayon extérieur de la fente annulaire;
a la largeur de la fente;
r le rayon des petits orifices;
n leur nombre.

On a

$$R = nr, \quad \pi R^2 - \pi(R - a)^2 = n\pi r^2,$$

d'où l'on tire

$$2Ra - a^2 = nr^2.$$

Divisant par la première équation, on a

$$2a - \frac{a^2}{R} = r;$$

a^2 étant toujours très petit, on peut négliger $\frac{a^2}{R}$.

On a finalement

$$r = 2a, \quad n = \frac{R}{2a}.$$

Si l'on fait la fente d'un quart de millimètre et R de 5^{mm}, comme dans l'appareil qui a été expérimenté, on aura 10 orifices, soit 20 orifices à placer vis-à-vis l'un de l'autre. Si l'on voulait employer des forces plus considérables, par exemple 10 chevaux, force très inférieure à celles employées à faire le vide dans les moindres sucreries, on aura de 2000 à 2400 orifices à établir les uns vis-à-vis des autres. On voit qu'il y a là une difficulté insurmontable dans la pratique.

La fente annulaire étant acceptée, rien n'oblige d'ailleurs de s'en tenir à un seul appareil pour les grandes forces. On pourrait former des unités pour une force de 1 ou de 2 chevaux qui, multipliées selon les besoins, n'amèneraient jamais la répétition excessive du même appareil.

J'ajoute que ce système peut s'appliquer à tout jet liquide servant à l'entraînement de l'air, tel que trompe soufflante ou aspirante. Dans l'entraînement d'un gaz par un gaz, les conditions sont autres et ce système est inapplicable.

J.-W. GILTAY. — Polarisation des récepteurs téléphoniques (*Med. d. k. Akad. van Wetensch. Afdeel. Natuurk.* 3, Deel 20, p. 78-101; 1884).

Si l'on place dans le circuit primaire d'un inducteur un microphone et une batterie électrique, et dans le circuit secondaire un condensateur, on entend dans ce dernier, quoique faiblement, quand on parle dans le voisinage du microphone; il est vrai que ce qu'on entend est inarticulé et qu'il est impossible de comprendre un mot. M. le Dr Herz et M. Dumont ont constaté qu'il suffisait de polariser le condensateur, en introduisant dans le circuit secondaire quelques éléments de pile, pour que le condensateur parlât très distinctement.

L'auteur a cherché à expliquer le rôle de cette pile de charge.

Il montre d'abord, par diverses expériences, que cette pile renforce les tons du condensateur, ce qui résulte déjà de ce fait que l'attraction entre les deux armatures est proportionnelle au carré de la différence de potentiel. Si l'une des armatures communique avec la terre et que le potentiel de l'autre soit V, l'attraction sera

$$K = V^2 \text{ const.}, \quad \frac{dK}{dV} = 2V \text{ const.}$$

L'auteur a voulu voir si, en envoyant au condensateur des charges téléphoniques plus intenses, on ne pourrait pas rendre ses sons articulés.

Il place à cet effet dans le circuit primaire de l'inducteur un microphone Ader avec 3 éléments Bunsen. Le condensateur rendait des sons très intenses; on pouvait bien entendre qu'on parlait à la station éloignée, mais il était encore impossible de comprendre un mot.

L'auteur a conclu d'une observation simple que le condensateur non polarisé doit rendre tous les sons produits par le microphone, mais plus élevés d'une octave, ce qu'il a confirmé ensuite expérimentalement. Il plaçait dans le circuit primaire un microphone, Ader avec une pile Bunsen et dans le circuit secondaire il introduisait un condensateur, une pile de 6 éléments Leclanché et un commutateur qui permettait d'introduire ces 6 éléments dans le circuit ou de les supprimer : dans ce dernier cas le condensateur n'était pas polarisé. L'expérience étant ainsi disposée on jouait de la flûte devant le microphone.

Celle-ci rendait le son la_3 (le *la* normal) et l'on entendait très distinctement ce son dans le condensateur. Mais, dès qu'on sup primait la pile polarisante, le son devenait brusquement plus faible et d'un octave plus haut. On a pu constater le même fait avec des tuyaux fermés et avec une clarinette. Si l'on se rappelle que, d'après M. Helmholtz, les voyelles se distinguent les unes des autres par des notes caractéristiques bien définies, on comprend aisément que la cause qui rend le condensateur incompréhensible est bien l'élévation des tons d'une octave. En effet, si, par exemple, le microphone prononce la voyelle A, la note caractéristique de cette voyelle $(si^{\flat})_4$ deviendra dans le condensateur $(si^{\flat})_5$, de sorte que le son rendu par ce dernier aura complètement perdu le caractère de la voyelle A. Comme les notes caractéristiques des voyelles O et A. $(si^{\flat})_3$ et $(si^{\flat})_5$ sont exactement à la distance d'une octave l'une de l'autre, on peut s'attendre qu'un O prononcé devant le microphone sera rendu par le condensateur non polarisé comme un A. C'est en effet ce qui a été constaté : ainsi le mot *obrocodobro* prononcé devant le microphone a été entendu dans le condensateur *abracadabra*.

L'auteur donne dans son Mémoire une étude, due à M. Bosscha, des courbes représentant les mouvements du condensateur. Si a représente la charge téléphonique constante et $b \sin 2\pi \frac{t}{T}$ la charge variable, l'amplitude à chaque instant pourra être déduite de l'expression

$$K = a^2 + 2ab \sin 2\pi \frac{t}{T} + \frac{b^2}{2} - \frac{b^2}{2} \cos 2\pi \frac{t}{\frac{1}{2}T}.$$

Le condensateur polarisé donnera ainsi, à côté de la note produite par le microphone de période T, la note à l'octave comme harmonique supérieur. Ce résultat a été confirmé par l'expérience lorsqu'on prenait comme pile de charge un, deux ou trois (au plus) éléments Leclanché.

Si l'on fait dans l'expression précédente $a = 0$, l'équation du mouvement du condensateur non polarisé sera

$$K_1 = \frac{b^2}{2} - \frac{b^2}{2} \cos 2\pi \frac{t}{\frac{1}{2}T},$$

ce qui est en accord complet avec l'expérience.

ontre encore que l'aimant permanent du téléph

Bell joue exactement le même rôle que la pile chargeant le condensateur par rapport à ce dernier. Seulement, à cause du magnétisme rémanent, les résultats sont plus difficiles à obtenir avec le téléphone qu'avec le condensateur.

Finalement l'auteur décrit une expérience où le condensateur sert de transmetteur. On l'introduit dans un circuit avec 10 éléments Bunsen, et tout ce qu'on dit devant le condensateur est entendu dans le téléphone distinctement. Avec 36 petits éléments Faure on pouvait faire une transmission téléphonique à l'aide de deux condensateurs seulement, l'un servant de transmetteur et l'autre de récepteur. M. KROUCHKOLL.

S. PAGLIANI et L. PALAZZO. — Sulla compressibilità dei miscugli di alcool etilico ed acqua (Sur la compressibilité des mélanges d'alcool éthylique et d'eau); *Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino*, t. XIX, 1884.

Les expériences de MM. Pagliani et Vicentini sur la compressibilité de l'eau ont donné les valeurs suivantes du coefficient de compressibilité μ de l'eau aux diverses températures

t.	μ.
0...	0,0000503
10..	0,0000470
20...	0,0000445
30...	0,0000425
40...	0,0000409
50...	0,0000397
60...	0,0000389
70...	0,0000390
80...	0,0000396
90...	0,0000402
100...	0,0000410

D'autre part, MM. Pagliani et Palazzo [1] ont trouvé que la compressibilité de l'alcool éthylique est représentée par la formule

[1] *Atti della R. Accademia dei Lincei*, 1884.

empirique

$$\mu_t = \mu_0(1 + 0{,}003177\,t + 0{,}0000550\,t^2);$$

cette compressibilité croît avec la température suivant une loi parabolique. L'eau et l'alcool se comportant de manières si différentes, il y avait lieu d'étudier la compressibilité de leurs mélanges. Voici les résultats obtenus :

1° L'addition de petites quantités d'alcool éthylique à l'eau a pour effet d'en abaisser le coefficient de compressibilité. Les mélanges alcooliques contenant moins de 38 pour 100 d'alcool ont à 20°, et ceux qui en contiennent 50 pour 100 ont à 0° un coefficient de compressibilité moindre que celui de l'eau.

2° Le coefficient de compressibilité des mélanges alcooliques va en diminuant quand on fait croître la proportion d'alcool jusqu'à 23 pour 100. Quand la richesse alcoolique atteint 50 pour 100, le coefficient de compressibilité à 0° est sensiblement identique à celui de l'eau.

3° Pour les mélanges alcooliques contenant moins de 19 pour 100 d'alcool, le coefficient de compressibilité diminue quand la température s'élève à partir de 0°, comme cela a lieu pour l'eau; mais il y a pour chaque mélange une température à laquelle ce coefficient est minimum.

4° La température du minimum de compressibilité des mélanges alcooliques est toujours inférieure à celle qui correspond à l'eau. Pour un mélange contenant 19,67 pour 100 d'alcool, elle est déjà inférieure à 0°. Il ne paraît pas y avoir de relation simple entre les valeurs de la température du maximum de densité et du minimum de compressibilité des mélanges d'alcool et d'eau.

E. Bouty.

J.-H. KOOSEN. — Ueber die depolarisirende Wirkung des Broms in der galvanischen Kette (Sur l'action dépolarisante du brome dans les piles); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XXIII, p. 348-350; 1884.

La pile imaginée par l'auteur se compose d'un vase de verre présentant à la partie inférieure un prolongement plus étroit contenant le brome; au-dessus se trouve une plaque poreuse supportant un vase poreux avec un cylindre de zinc amalgamé. Un fil de platine traverse la plaque poreuse et plonge dans le brome. La partie supérieure de l'élément est remplie par une couche mince de pétrole pour éviter la diffusion du brome dans l'atmosphère. La force électromotrice de la combinaison zinc-acide sulfurique étendu, brome-platine est $1^{volt},9$; elle est un peu plus grande en remplaçant le platine par du charbon. La résistance intérieure est supérieure à celle des éléments Bunsen et Grove, mais la nouvelle pile paraît être beaucoup plus constante.

B.-C. DAMIEN.

ASSOCIATION BRITANNIQUE 1884 (1).

Section A. — Sciences mathématiques et physiques.

J.-T. BOTTOMLEY. — Influence des dimensions du corps qui se refroidit sur la perte de chaleur par radiation et par convection.

Dans le cours d'une série d'expériences sur l'échauffement des conducteurs par le courant électrique, j'ai obtenu un nombre considérable de résultats qui m'ont fourni le moyen de calculer, en valeur absolue, l'émission de chaleur effectuée par des surfaces diverses dans des circonstances variées, et j'ai été entraîné ainsi à entreprendre des recherches spéciales sur ce sujet.

Les expériences ont été effectuées sur des fils de différentes dimensions, les uns couverts, les autres nus, se refroidissant dans l'air à la température ordinaire, soit à la pression normale, soit à des pressions très faibles.

(1) Traduit de l'anglais d'après *Nature*, 25 septembre et 2 octobre 1884.

Voici le mode d'expérimentation :

Un courant passant à travers le fil engendre une quantité de chaleur donnée par la loi bien connue de Joule

$$H = C^2 \frac{R}{J}, \tag{1}$$

où C est le courant, R la résistance électrique, J l'équivalent de Joule et H la quantité de chaleur engendrée dans l'unité de temps, chacune de ces quantités mesurée en unités C.G.S. Soient l la longueur du fil, d son diamètre et σ_t la résistance spécifique de la matière dont il est formé à la température t (à laquelle nous supposerons que le fil est maintenu par le courant). Alors

$$R = \frac{\sigma_t l}{\frac{1}{4}\pi d^2} = \frac{4\sigma_t l}{\pi d^2}.$$

De là, d'après (1),

$$H = \frac{C^2}{J}\frac{4\sigma_t l}{\pi d^2}. \tag{2}$$

Considérons maintenant que le fil suspendu dans l'air perd de la chaleur par sa surface, et supposons qu'il n'en gagne ni n'en perde par ses extrémités. Soit H′ la quantité perdue par émission par la surface dans une unité de temps. Soit e le pouvoir émissif, c'est-à-dire la quantité de chaleur perdue par l'unité de surface par unité de différence de température entre la surface et le milieu ambiant et, t étant, comme on l'a déjà dit, la température du fil, soit θ la température du milieu. Alors

$$H' = \pi d l e (t - \theta). \tag{3}$$

Mais, quand le fil a atteint une température permanente, il y a autant de chaleur perdue par la surface qu'il y en a de produite par le courant. Dans ce cas $H = H'$, et nous obtenons pour l'expression de e

$$e = \frac{4C^2\sigma_t}{J\pi^2 d^3(t-\theta)}. \tag{4}$$

Mes expériences consistent à mesurer l'intensité du courant et la température du fil ; cette dernière mesure est déduite de celle de la résistance électrique d'une longueur connue du fil traversé par le courant.

La température du fil étant connue, ainsi que la température du milieu, nous avons tout ce qu'il faut pour trouver e en mesure absolue. Les expériences de M. D. Macfarlane, donnant les pouvoirs émissifs en valeur absolue, sont bien connues, et sont sans nul doute très exactes. Elles furent communiquées à la Société Royale (1) et leurs résultats sont cités dans le Livre du professeur Everett: *Unités et constantes physiques*. Ces expériences avaient été réalisées avec un globe de cuivre de $0^m,04$ de diamètre, suspendu dans une chambre cylindrique fermée à ses deux bouts, de $0^m,60$ de diamètre et de $0^m,60$ de hauteur. Les résultats peuvent en être résumés comme il suit.

Macfarlane trouve un pouvoir émissif d'environ $\frac{1}{4000}$ d'unité thermique C.G.S. par centimètre carré, par seconde et par degré de différence de température entre le corps qui se refroidit et la surface polie qui l'environne, avec un excès de température d'un peu moins de 60° C.; et, pour une surface noircie, le même pouvoir émissif pour un excès de 5° C. ou au-dessous.

Employant des fils ronds de petit diamètre ($0^{mm},85$ et au-dessous) et avec des surfaces, soit parfaitement polies, soit dans l'état ordinaire des fils fraîchement étirés, j'ai trouvé un pouvoir émissif bien supérieur à $\frac{1}{1000}$. J'ai obtenu diverses valeurs de e pour des fils de différents calibres, variant de $\frac{1}{2000}$ à $\frac{1}{400}$. Cette dernière valeur a été obtenue avec un fil de $0^{mm},40$ de diamètre et avec un excès de température de 24° C. Il semble résulter de toutes mes expériences que, toutes choses égales d'ailleurs, plus le fil est mince, plus son pouvoir émissif est considérable.

Pour faire abstraction de la part de pouvoir émissif due à la convection et à la conductibilité de l'air, j'ai commencé des expériences sur la perte de chaleur par des fils minces, dans le vide presque parfait que l'on obtient par la pompe à mercure. Cette question a été étudiée il y a longtemps par Dulong et Petit et, dans les dernières années, par Winkelmann, et par Kundt et Warburg et encore, d'une manière plus parfaite, par M. Crookes (2), bien que dans aucun cas, à ce qu'il me semble, on n'ait déterminé les pouvoirs émissifs en valeur absolue. La conclusion à laquelle ar-

(1) *Proceed. of the Royal Society*, p. 93; 1872.
(2) *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXI, p. 239.

rivent tous ces expérimentateurs est la même, à savoir, qu'il y a une diminution du pouvoir émissif due à l'abaissement de la pression de l'air, ce décroissement étant très petit pour une réduction à la moitié ou au tiers de la pression atmosphérique, mais devenant très grand quand on s'approche du vide absolu.

Les très intéressantes expériences de M. Crookes semblent établir que, même avec le vide extrême qu'il obtenait, l'effet de convection du gaz restant était loin de s'annuler.

Le Tableau suivant indique le pouvoir émissif d'un fil de cuivre à surface polie, de $0^{m},50$ de long et de $0^{mm},40$ de diamètre, enfermé dans un tube de verre de $1^{cm},5$ environ de diamètre intérieur :

COURANT en ampères.	PRESSION de 760^{mm}.		PRESSION de 380^{mm}.		PRESSION de 180^{mm}.		VIDE POUSSÉ TRÈS LOIN; la pompe fonctionne d'une manière continue.	
	$t-\theta$.	e.	$t-\theta$.	e.	$t-\theta$.	e.	$t-\theta$.	e.
1	$4^{\circ},7$	$\frac{1}{1822}$	$4^{\circ},5$	$\frac{1}{1784}$	$5^{\circ},5$	$\frac{1}{2176}$	17°	$\frac{1}{6443}$
2	22,5	$\frac{1}{2084}$	21,5	$\frac{1}{1996}$	23,5	$\frac{1}{2174}$	68	$\frac{1}{5620}$
3	56,0	$\frac{1}{2114}$	58,0	$\frac{1}{2150}$	55,0	$\frac{1}{2082}$	140 (?)	$\frac{1}{4101}$ (1)

(1) La température est probablement évaluée beaucoup trop bas. Le fil avait plié et touchait de plusieurs points l'intérieur du tube.

Le Tableau suivant pourra aussi être trouvé intéressant. Il donne le pouvoir émissif en valeur absolue de quelques matières employées habituellement pour recouvrir les fils.

NUMÉRO B.W.G et nature de l'enduit.	LONGUEUR du fil en cent.	RÉSISTANCE de 1000 en unité B.A.	DIAMÈTRE DU FIL en millim.	DIAMÈTRE DU FIL recouvert.	COURANT en ampères	$t - 0$	POUVOIR émissif.
N° 22, couvert de soie...	100	0,0395	0,76	0,96	10	23°,4	0,001333
N° 26, couvert de coton.	100	0,094	0,50	0,88	10	58,0	0,001385
N° 26, couvert de soie...	100	0,1115	0,45	0,57	9,8	70,0	0,002020
N° 22, gutta-percha.....	100	0,0455	0,72	1,67	10	24,0	0,000854
N° 22, étamé, couvert de gutta et d'une double couche de coton.....	100	0,0432	0,73	1,86	10	23,0	0,000759

W.-J. MILLAR. — Phénomènes relatifs au fer et à d'autres métaux à l'état solide et fondus, et notes d'expériences.

1. *Objet du Mémoire.* — Résultats d'expériences faites par l'auteur avec divers métaux, tels que la fonte, le bronze, le bronze phosphoré, le plomb, le cuivre et le métal des caractères d'imprimerie. Leur objet est de déterminer la cause de ce phénomène bien connu que la fonte froide flotte sur la fonte fondue, et de savoir si les métaux en question éprouvent une expansion en se solidifiant.

2. Notes sur quelques expériences d'où l'auteur conclut que la cause pour laquelle le métal solide flotte sur le métal liquide est l'excès de poussée dû à l'expansion soudaine des pièces immergées. Cette expansion a été trouvée, par des mesures soignées, au moins égale à la contraction qui se produit entre le rouge blanc et la température ordinaire; elle se produit toutefois entre des limites de température beaucoup plus resserrées, car les morceaux de métal, retirés du liquide aussitôt qu'ils venaient flotter à la surface, étaient à peine rouges, et, quand on les brisait, on trouvait que le caractère cristallin du métal n'était pas altéré.

3. Notes sur des expériences faites en chauffant progressivement des morceaux de fonte : le résultat est que la dilatation de cette substance est beaucoup plus rapide à basse qu'à haute température.

4. Des expériences réalisées avec du plomb, du cuivre et du métal des caractères d'imprimerie ont montré que, si quelques morceaux flottent, ce ne sont que les plus petits, les pièces lourdes tombant et demeurant au fond du creuset. Le bronze à canons et le bronze phosphoré se comportent comme la fonte.

5. Observation des apparences particulières présentées par la surface de la fonte en fusion : on aperçoit des figures régulières d'apparence géométrique, comme des cercles ou des étoiles entrefacées. L'auteur croit que cette apparence est due à des déchirures se produisant dans la couche superficielle rapidement oxydée ; ces déchirures, produites par les bulles qui viennent crever à la surface, doivent donner en général des figures circulaires. Ces figures ne s'observent qu'avec la fonte : un praticien exercé peut juger de la qualité du métal d'après ces apparences.

6. D'autres expériences, l'auteur croit pouvoir conclure qu'il n'y a pas de changement de volume appréciable au moment de la solidification, à moins qu'il n'y ait de l'air ou des gaz emprisonnés dans la fonte.

Sir W. THOMSON. — Modèle gyrostatique de compas magnétique.

Dans ma Communication à l'Association Britannique à Southport (1), j'ai développé plusieurs méthodes pour surmonter les difficultés qui avaient rendu illusoires, je crois, tous les essais antérieurs, en vue de réaliser la belle idée de Foucault, de découvrir d'une manière parfaitement définie le mouvement de rotation de la Terre, à l'aide du gyroscope. L'un de ces procédés, que j'avais mis en pratique avec des résultats partiellement satisfaisants, était une *balance gyrostatique pour mesurer la composante verticale de la rotation de la Terre.*

Elle consistait en un de mes gyrostats, supporté sur des couteaux attachés à la boîte qui le contient : la ligne de ces couteaux est perpendiculaire à l'axe de la poulie intérieure et au-dessus du centre de gravité du système suspendu, d'une quantité extrême-

(1) Cette Communication n'a pas été publiée.

ment faible, quand le système est soutenu avec l'axe de la poulie et la ligne des couteaux dirigés tous deux horizontalement, et que les couteaux sont dans la position convenable, pour exercer leur fonction. L'appareil, supporté sur ses couteaux, quand la poulie ne tourne pas, peut être considéré comme le fléau d'une véritable balance. Supposons maintenant que le gyrostat porte deux petits couteaux ou deux trous dont les bords sont aiguisés en couteau, comme ceux du fléau d'une balance ordinaire, donnant des points d'appui pour des poids, sur une ligne qui coupe aussi exactement que possible la ligne des couteaux et (à moins que la forme du système ne s'y oppose) à peu près perpendiculaire à cette ligne; et afin d'y pouvoir placer ou enlever des poids à volonté, comme dans une balance ordinaire, deux plateaux très légers accrochés à ces couteaux à la manière ordinaire. Maintenant, tandis que la poulie ne tourne pas, mettons des poids dans les plateaux, si c'est nécessaire, de telle sorte que le système reste en équilibre dans une position fixée d'avance, avec l'axe de rotation légèrement incliné sur l'horizontale, et que l'axe de la poulie, au repos ou en mouvement, presse sur l'une et non sur l'autre des plaques terminales, qui appartiennent à ses deux extrémités. Maintenant décrochons les plateaux, enlevons le gyrostat et faisons-le tourner; replaçons-le sur ses couteaux, suspendons les plateaux et fixons les poids nécessaires pour l'équilibre dans la position désignée, tandis que la poulie tourne rapidement. Ces poids, grâce à une formule appropriée que j'ai présentée à la Section à Southport, donneront une mesure exacte de la composante verticale de la rotation terrestre (1).

Modèle gyrostatique d'aiguille d'inclinaison. — J'ai montré aussi à Southport, que la balance gyrostatique précédemment décrite, si on la modifie en faisant passer aussi exactement que possible la ligne des couteaux par le centre de gravité de la poulie et de son système, et avec les faces des couteaux placées de telle

(1) Cette formule est

$$gw = \frac{1}{a} W k^2 \omega \gamma \sin l,$$

où w désigne le poids qui fait équilibre, gw l'action de la gravité sur ce poids, a le bras de levier sur lequel cette force agit, W le poids de la poulie, k son rayon de gyration, ω sa vitesse angulaire, γ la vitesse angulaire de la Terre, et l la latitude du lieu de l'observation.

sorte qu'ils accomplissent leur fonction quand l'axe de la poulie est parallèle à l'axe de la Terre et que la rotation de la poulie s'effectue dans le même sens que celle de la Terre, j'ai montré déjà que la balance doit se comporter comme une aiguille d'inclinaison; mais il faut remplacer la latitude par l'inclinaison, et c'est l'extrémité sud de l'axe qui se dirige en bas au lieu de l'extrémité de l'aiguille magnétique qui se dirige vers le nord. Ainsi, si le support des couteaux est placé est-ouest, le gyrostat aura son axe parallèle à l'axe de la Terre et, par suite, plongera par son extrémité sud, dans les contrées du nord, et par son extrémité nord dans les latitudes sud. Si on le déplace de cette position et qu'on l'abandonne à lui-même, il oscillera exactement d'après la même loi que l'aiguille magnétique. Si l'on tourne les couteaux en azimut, la position d'équilibre suivra la même loi que celle de l'aiguille d'inclinaison. Par exemple, si la ligne des couteaux est nord-sud, le gyrostat sera équilibré avec l'axe de la poulie vertical, et si on le déplace de cette position, il oscillera d'après la même loi, mais avec un couple de direction égal au sinus de la latitude par rapport à celui qui agit quand les couteaux sont dirigés est-ouest. Ainsi cette pièce de l'appareil nous donne le moyen de mesurer, d'une manière définie, la direction de la rotation de la Terre et la vitesse angulaire de cette rotation. Ces expériences seront, je pense, aisément réalisables, bien que le temps m'ait fait défaut jusqu'ici pour les exécuter moi-même.

Modèle gyrostatique de compas magnétique. — J'ai montré à Southport qu'un gyrostat supporté sans frottement sur un axe vertical fixe, avec l'axe de la poulie mobile horizontal ou à peu près, se comporte comme le compas magnétique, mais par rapport au nord astronomique (c'est-à-dire au *nord de la rotation*) au lieu du nord magnétique. J'ai aussi montré une méthode de monter un gyrostat, de façon à le laisser libre de tourner autour d'un axe vertical, avec assez peu de frottement pour que l'idée soit pratiquement réalisable. La méthode paraissait cependant bien délicate et j'ai trouvé depuis que la production d'un modèle gyrostatique de compas magnétique peut, par une modification dynamique très remarquable, être réalisé beaucoup plus simplement, en suspendant simplement le gyrostat par un fil long et fin, ou même en le

faisant flotter avec une stabilité suffisante sur un flotteur approprié. Pour donner la théorie de cet arrangement, supposons d'abord un gyrostat, avec l'axe de la poulie mobile horizontal, suspendu par un fil très fin attaché à son support en un point aussi loin qu'il sera possible au-dessus du centre de gravité du système, et attachons l'extrémité supérieure du fil à un cercle de torsion dont l'axe est vertical; ce cercle est analogue à celui de la balance de Coulomb. Supposons d'abord, pour plus de simplicité, que la Terre ne tourne pas. La poulie étant animée d'un mouvement de rotation rapide, suspendons le gyrostat au fil, et, après avoir éteint à la main les oscillations, aussi complètement que possible, abandonnons-le à lui-même. Si l'on observe qu'il commence à tourner en azimut dans une direction quelconque, on arrête ce mouvement avec le cercle de torsion, en tournant lentement le cercle dans le sens opposé à celui du mouvement. Alors on abandonne le cercle de torsion et l'on observe s'il ne se produit pas un mouvement en sens contraire. Si cela arrive, on agit encore sur le cercle de torsion, et l'on continue jusqu'à ce que le gyrostat conserve une orientation invariable. L'opération a été exactement la même que si, au lieu du gyrostat, avec sa poulie en mouvement, on avait eu affaire à un corps pesant de même poids, mais d'un moment d'inertie beaucoup plus grand autour de l'axe vertical. La formule donnant l'augmentation du moment d'inertie est la suivante. Soient

W le poids total du système suspendu, poulie et support;
K le rayon de gyration du système (considéré comme un corps solide), autour de l'axe vertical passant par le centre de gravité;
w la masse de la poulie;
k le rayon de gyration de la poulie;
a la distance du point d'attache du fil au centre de gravité du système suspendu;
g la force de gravité sur l'unité de masse;
ω la vitesse angulaire de la poulie.

Le moment virtuel d'inertie autour de l'axe vertical est

$$\text{(1)} \qquad WK^2\left(1+\frac{w^2k^4\omega^2}{W^2K^2ag}\right).$$

La preuve en est facile; la voici. Soient

φ l'angle d'un plan fixe vertical et du plan vertical contenant la poulie au temps t quelconque;

θ l'angle (supposé infiniment petit et dans le plan de φ) dont la ligne a est inclinée sur la verticale au temps t;

H le moment du couple de torsion, autour d'un axe vertical, exercé par le fil supportant le système.

Par la loi de génération du moment d'inertie autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de rotation, nécessaire pour faire tourner l'axe de rotation avec une vitesse angulaire $\frac{d\varphi}{dt}$, nous avons

$$(2) \qquad wk^2\omega\frac{d\varphi}{dt} = gWa\theta,$$

parce que $gWa\theta$ est le moment du couple dans le plan vertical passant par l'axe, par lequel le mouvement angulaire $\frac{d\varphi}{dt}$ est produit dans le plan horizontal. De même, par l'application du même principe pris en connexion avec le principe élémentaire de l'accélération de la vitesse angulaire, nous avons

$$(3) \qquad wk^2\omega\frac{d\theta}{dt} + WK^2\frac{d^2\varphi}{dt^2} = H.$$

Éliminant θ entre ces équations, nous trouvons

$$\left(\frac{w^2k^4\omega^2}{gWa} + WK^2\right)\frac{d^2\varphi}{dt^2} = H,$$

qui prouve que l'action de H pour produire le mouvement azimutal est la même que pour un corps solide rigide dont le mouvement d'inertie serait donné par la formule (1) et que l'on substituerait au gyrostat. Maintenant, pour réaliser le modèle gyrostatique de compas, disposez un gyrostat d'après la description précédente, avec un fil d'acier très fin, d'au moins 5^m à 10^m de long (le plus long sera le meilleur; un espace bien clos, quelque étroit qu'il soit, conviendra pour l'expérience). Procédez exactement comme ci-dessus pour amener le gyrostat au repos au moyen d'un cercle de torsion, attaché à une poutre ou à tout autre support partageant le mouvement de rotation de la Terre. Supposez pour un instant que le lieu de l'observation est le pôle sud ou le pôle nord. L'opération nécessaire pour rendre l'azimut du gyrostat immobile ne diffère en rien d'essentiel de ce que nous avons indiqué dans l'hy-

pothèse où la Terre ne tourne pas. La seule différence sera que, lorsque le gyrostat est suspendu en repos par rapport à la Terre, θ aura une valeur constante très petite ; si faible que l'inclinaison de a par rapport à la verticale sera complètement imperceptible, à moins que a ne devînt si extraordinairement petit, que l'arrangement n'eût pour résultat de découvrir ce qui était l'objet de la balance gyrostatique décrite précédemment, c'est-à-dire de découvrir la composante verticale de la rotation terrestre. En réalité nous avons fait a aussi grand qu'il est matériellement possible et par suite son inclinaison par rapport à la verticale sera très faible, puisque la tension du fil autour d'un axe horizontal perpendiculaire à l'axe de rotation de la poulie est juste suffisant pour que l'axe de la poulie tourne avec la Terre. Supposons maintenant que l'appareil est placé partout ailleurs qu'aux pôles, et, au lieu d'amener le gyrostat au repos dans une position quelconque, amenez-le par tâtonnements à être au repos pour une position telle que le fil de suspension soit sans torsion, ce que l'on reconnaît à la position du cercle de torsion et du gyrostat. Dans cette position, l'axe du gyrostat occupe la direction nord-sud, et l'équilibre étant stable, la direction de la rotation de la poulie coïncidera avec la composante de la rotation terrestre autour de la ligne nord-sud horizontale, à moins que (et c'est un cas qu'on exclura en pratique) la rigidité torsionnelle du fil ne soit assez grande pour convertir en stabilité l'instabilité que, pour une rigidité torsionnelle nulle, produirait l'influence de la rotation par rapport à l'équilibre du gyrostat avec son axe renversé par rapport à la position de stabilité gyrostatique. Il faut remarquer cependant que, quand même la rigidité torsionnelle serait assez grande pour qu'il y eût deux positions d'équilibre stable, la position de l'équilibre instable gyrostatique rendu stable par la torsion ne pourrait être atteinte ; la position d'équilibre stable gyrostatique, rendue plus stable par la torsion, serait celle que l'on obtiendrait par le procédé naturel qui consiste à tourner toujours le cercle de torsion de manière à chercher une position d'équilibre telle que le fil ne soit pas tordu. Maintenant, manipulez le cercle de torsion de manière à mettre le gyrostat en équilibre avec son axe incliné d'un angle φ par rapport à la position où le fil qui le supporte n'est pas tordu ; on trouvera que le couple de torsion nécessaire sera proportionnel à $\sin\varphi$. La principale difficulté pour réaliser cette description résulte de la grande augmen-

tation du moment virtuel d'inertie, représenté par la formule (1) ci-dessus. Le Mémoire que je communique à la section contient des calculs sur ce sujet, qui éclairent plusieurs des difficultés pratiques qu'on a rencontrées jusqu'ici en cherchant à mettre en évidence la rotation de la Terre par des méthodes gyrostatiques, et qui ont engagé l'auteur à renoncer à la méthode qu'il avait décrite à Southport, dont la caractéristique essentielle est de construire le support du gyrostat de manière à ne lui laisser qu'un degré de liberté pour se mouvoir. Le Mémoire conclut par la description d'une manière simplifiée de réaliser cette condition pour un compas gyrostatique, c'est-à-dire un gyrostat libre de tourner autour d'un axe rigoureusement ou très approximativement vertical.

LA SCIENCE ROMAINE A L'ÉPOQUE D'AUGUSTE, D'APRÈS VITRUVE;

PAR M. A TERQUEM [1].

I. — Grandeur de la Terre.

A l'occasion du tracé de la rose des vents, pour connaître l'orientation convenable à donner aux rues d'une ville, Vitruve donne la grandeur de la Terre telle que l'avait trouvée Ératosthène de Cyrène (275 ans avant J.-C.).

« Si l'on observe, dit Vitruve, qu'Ératosthène de Cyrène a déduit la circonférence de la Terre de l'inclinaison différente du ciel (c'est-à-dire de la ligne des pôles) grâce au cours du Soleil, aux ombres des gnomons au moment de l'équinoxe et qu'il a trouvé par des calculs mathématiques et des méthodes géométriques 252000 stades, qui font trois cents fois plus quinze fois cent mille pas (31 500000). »

Vitruve veut déduire de là que l'espace correspondant à chaque rhombe de vent est formé de $\frac{1}{8}$ de circonférence, c'est-à-dire trois cents fois plus quatre-vingt-dix fois plus trente-sept mille et cinq cents pas (3937500).

Ces nombres donnent, à raison de 185^m par stade olympique,

---

[1] Extraits empruntés à un volume portant le même titre, et publié par M. Terquem.

pour la circonférence de la Terre le nombre 46620^{km}, nombre peu différent du nombre presque exact 40000^{km}. La plus grande difficulté de la mesure entreprise par Ératosthène a été évidemment de mesurer la distance de Syène à Alexandrie, supposés du reste sur le même méridien.

Le pas dont il s'agit était donc de 125 par stade, c'est-à-dire de $1^{m},48$; le pas romain est en effet évalué à $1^{m},47$.

II. — Expérience d'Archimède.

Parmi les inventeurs plus dignes de récompenses que les athlètes, (Introduction au Livre IX), Vitruve cite Archimède et raconte, ainsi qu'il suit, le procédé qu'il avait imaginé pour déterminer la nature de la couronne du roi Hiéron; je traduis textuellement, parce que l'épisode n'est généralement pas exactement rapporté dans les Traités de Physique.

« Hiéron, pourvu du pouvoir royal à Syracuse, après avoir terminé heureusement une certaine affaire, voulant placer dans un temple une couronne d'or, par suite d'un vœu fait aux Dieux immortels, mit en adjudication le prix de la main-d'œuvre et pesa, contre une tare, l'or à livrer à l'adjudicataire. Celui-ci, au jour fixé, fit accepter subtilement au roi l'ouvrage qu'il avait fait et parut avoir fourni pour la couronne un poids égal à celui de la tare.

» Plus tard, on soupçonna que de l'or avait été enlevé et remplacé dans la couronne par une certaine quantité d'argent. Hiéron, indigné d'avoir été trompé, et ne sachant par quel moyen il pourrait surprendre le voleur, pria Archimède de penser à cette affaire. Celui-ci, préoccupé de cette question, alla par hasard au bain; pendant qu'il descendait dans la baignoire, l'eau s'en écoulait. Ayant trouvé l'explication de ce fait, il ne reste pas davantage dans son bain, il sort plein de joie de la baignoire, et courant tout nu vers sa maison, il s'écrie à haute voix qu'il avait trouvé ce qu'il cherchait. Car, tout en courant, il cria plusieurs fois en grec : Εὕρηκα, Εὕρηκα.

» En effet, à la suite de sa découverte, on dit qu'il fit faire deux masses de poids égal à celui de la couronne, l'une d'or, l'autre d'argent. Ensuite, il remplit complètement un vase d'une certaine capacité; il y plongea la masse d'argent, et il en sortit une quantité d'eau correspondant à la grandeur du corps plongé dans le

vase. Il enleva ensuite cette masse, ce qui fit baisser le niveau d'eau, il y versa de l'eau mesurée à l'aide d'un setier, de manière que le vase fût de nouveau rempli jusqu'aux bords. Il trouva de cette façon quel poids d'argent correspondait à une certaine mesure d'eau.

» Après avoir fait cette expérience, il plongea la masse d'or dans le même vase rempli d'eau, et, après l'avoir enlevée et mesuré l'eau manquante de la même manière, il trouva qu'il n'était pas sorti autant d'eau que précédemment, mais autant en moins qu'à poids égal la masse d'or a moins de volume que la masse d'argent. Enfin, le vase ayant été rempli de nouveau et la couronne plongée de la même façon, il trouva qu'il était sorti plus d'eau que pour la masse d'or de même poids; de la quantité d'eau en plus qui avait coulé pour la couronne que pour l'or, il fit un calcul qui donna la quantité d'argent mêlée à l'or, et rendit manifeste le vol de l'ouvrier. »

Le récit de Vitruve montre : 1° que l'emploi des tares et des doubles pesées était déjà connu à cette époque; 2° qu'Archimède ne se servit pas, comme on le dit ordinairement, de la poussée des liquides pour trouver le volume de la couronne, mais d'un procédé analogue, si ce n'est identique quant au principe, au procédé du flacon.

III. — Densité du mercure.

Une autre remarque relative à l'Hydrostatique et à la constitution des corps se trouve dans le Livre VII, Chapitre VIII, au sujet des propriétés du mercure.

Vitruve donne le poids d'un certain volume de mercure, ce qui constitue en germe la méthode de la détermination des poids spécifiques.

Quatre setiers de mercure pèsent, dit-il, cent livres. Il ajoute :

« Que l'on mette le mercure dans un vase, une pierre de cent livres posée au-dessus nagera à la surface, sans pouvoir, par sa pesanteur, ni le comprimer, ni le séparer ou l'éparpiller. Ce poids de cent livres étant enlevé, si on le remplace par un scrupule d'or, il ne surnagera pas, mais tombera au fond. Ainsi donc on ne peut nier que la gravité de chaque corps dépend non de la grandeur de son poids, mais de sa nature ».

Le mot *gravité* employé ici est évidemment l'équivalent du mot *densité* ou *poids spécifique* dont on se sert aujourd'hui.

IV. — De la cause des vents.

Vitruve conseille de diriger les rues des villes de telle sorte qu'elles ne soient pas enfilées par les vents régnants; il faut donc, quand on veut construire une ville, commencer par établir au centre une rose des vents, dont il sera parlé plus loin; à ce sujet, il donne la cause de la production des vents et cite l'expérience de l'éolipyle, mais sans parler de son inventeur, qui devait être probablement Ctesibius ou Héron.

« Le vent est une espèce d'onde aérienne qui se déplace avec un mouvement violent et incertain. Il prend naissance quand la chaleur agit sur l'humidité; l'action impétueuse de cette chaleur en fait sortir le souffle du vent. La vérité de cette assertion est démontrée à l'aide de l'éolipyle d'airain; on peut ainsi arriver à découvrir une vérité divine relative aux lois cachées des phénomènes du ciel, grâce à des objets dus à l'industrie humaine. Les éolipyles sont des cavités d'airain ayant une très faible ouverture par laquelle on introduit de l'eau. On les place alors près du feu; avant qu'elles soient échauffées, il n'en sort aucun souffle; mais, dès qu'elles ont commencé à s'échauffer, elles envoient vers le feu un souffle violent. Ainsi un spectacle petit et de très courte durée nous permet de connaître et d'apprécier les causes des phénomènes imposants et grandioses du ciel et la nature des vents. »

Vitruve admettait probablement, comme on le fit jusqu'à la fin du XVIIIe siècle, que la chaleur changeait l'eau en véritable air pendant l'ébullition. L'expérience de l'éolipyle à ce point de vue est bien interprétée; en outre, on voit que Vitruve avait le sentiment de la méthode expérimentale appliquée à l'explication des phénomènes naturels, et qu'il comprenait comment on pouvait en trouver la cause, à l'aide d'expériences faites sur une petite échelle, mais nettes et précises, dans des conditions analogues à celles qui existent dans la nature.

V. — Propagation du son.

La propagation du son par ondes sphériques est parfaitement expliquée, à l'occasion des conditions acoustiques que doivent remplir les théâtres (Livre V, Chapitre III), afin que la voix arrive également bien à tous les gradins; cette condition est que l'inclinaison des gradins dans toute leur étendue soit de 45°. Voici ce que dit Vitruve au sujet de la propagation de la voix.

« La voix est un courant d'air (*spiritus fluens*) sensible à l'audition par suite du choc d'air. Celle-ci se propage par une série infinie de cercles, de même qu'une pierre lancée dans l'eau calme produit d'innombrables ondes circulaires, croissant à partir du centre, s'élargissant indéfiniment, à moins que les trop faibles dimensions du lieu ne s'y opposent, ou bien quelque obstacle qui ne permet pas aux ondes de se former et de s'étendre.

» Ainsi, quand elles sont arrêtées par des obstacles, les premières troublent la formation des suivantes.

» De même la voix, par son choc, produit des mouvements circulaires. Mais, dans l'eau, les cercles circulaires se propagent en largeur seulement suivant un plan; la voix au contraire progresse en largeur et s'élève aussi graduellement en hauteur. Donc, comme dans la formation des ondes sur l'eau, de même dans la voix, quand aucun obstacle ne s'oppose à la formation de la première onde, celle-ci ne trouble pas la seconde ni les suivantes, mais toutes parviennent sans résonance aux oreilles des auditeurs placés en bas et en haut des gradins. »

Vitruve laisse de côté complètement la théorie de la propagation du son de l'École d'Épicure, telle qu'elle est donnée par Lucrèce, qui admettait, pour l'ouïe comme pour la vue, l'existence de simulacres, sortes de fantômes se détachant des objets et venant atteindre, soit l'oreille, soit l'œil. Aristote au contraire avait des idées plus nettes sur la production et la propagation du son à l'aide de vibrations. Déjà, au sujet de la constitution des corps, il semble que Vitruve ait peu de propension à adopter la théorie atomistique, qui avait cours dans l'École épicurienne.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA VARIATION DES INDICES DE RÉFRACTION SOUS L'INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE;

PAR M. H. DUFET [1].

Ces recherches peuvent se diviser en quatre Parties :

1° J'ai déterminé d'abord les variations des indices ordinaire et extraordinaire du quartz, et comme vérification la variation de la double réfraction;

2° La variation d'indice de l'eau a été mesurée par deux méthodes : d'abord par la méthode du prisme, puis par la méthode des franges de Talbot au moyen d'une lame de quartz dont la variation d'indice est connue;

3° En remplaçant dans ces dernières mesures la lame de quartz par une lame cristalline (j'ai opéré sur la fluorine et sur le béryl), on obtient la variation d'indice de ces corps en fonction de la variation connue de l'indice de l'eau;

4° Au moyen d'une lame de quartz plongée dans un liquide, on peut trouver la variation d'indice de ce liquide. J'ai opéré sur le sulfure de carbone, la naphtaline monobromée, le térébenthène et l'alcool.

I. — Variation d'indice du quartz.

J'ai déjà, dans ce Journal [2], rendu compte de mes expériences sur les indices du quartz. Je n'ai rien à ajouter à l'exposition des expériences; mais les résultats numériques doivent être légèrement modifiés par suite d'une erreur que j'avais commise dans le calcul. J'avais représenté l'indice de l'air par la formule

$$a = a_0 - \alpha t,$$

en déterminant le coefficient α à l'aide des mesures de M. Benoît qui lui ont montré que, pour l'air à pression constante et à tempé-

---

[1] Le Mémoire développé a paru dans le *Bulletin de la Société minéralogique*, t. VIII, 1885.

[2] *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 251; 1884.

rature variable, la quantité $\frac{a-1}{d}$ reste constante conformément à la loi de Gladstone. Cette formule est insuffisante aux températures élevées et ne convient qu'aux températures au-dessous de 30°. Au delà, il faut prendre une formule du second degré et écrire

$$a = a_0 - \alpha t - \beta t^2,$$
$$a = a_0 [1 - 0,000001071\, t + 0,000000003925\, t^2].$$

En posant pour l'indice du quartz

$$n = n_0 - x t - y t^2,$$

on trouve, par 25 équations relatives à l'indice ordinaire,

$$x - \alpha = 0,0000051563,$$
$$y - \beta = 0,000000004429,$$

et, par 16 équations relatives à l'indice extraordinaire,

$$x - \alpha = 0,0000061746,$$
$$y - \beta = 0,000000005562.$$

Les expériences conduisent pour les dérivées par rapport à la température de la différence des indices principaux, et des différences de ces indices et de celui de l'air pris par rapport à l'air à 0°, aux équations

$$(1) \qquad -\frac{d(E-O)}{dt} = 0,000000972 + 0,000000003 2\, t,$$

$$(2) \qquad -\frac{d(E-a)}{dt} = 0,000006175 + 0,000000011 2\, t,$$

$$(3) \qquad -\frac{d(O-a)}{dt} = 0,000005156 + 0,000000008 6\, t.$$

Pour juger de l'accord entre ces déterminations, il n'y a qu'à se reporter au Tableau suivant, où se trouvent marquées les valeurs de $-\frac{d(E-O)}{dt}$ tirées de (1), et celles tirées des deux équations (2) et (3), ainsi que les différences :

TEMPÉRATURE.	$\frac{-d(E-O)}{dt}$ calculé par (1).	$\frac{-d(E-O)}{dt}$ calculé par (2) et (3).	DIFFÉRENCE.
0	0,000000972	0,000001019	—0,000000047
10	1004	1045	— 41
20	1036	1071	— 35
30	1068	1097	— 29
40	1100	1123	— 23
50	1132	1149	— 17
60	1164	1175	— 11
70	1196	1201	— 5
80	1228	1227	— 1
90	1260	1253	— 7
100	1292	1279	— 13

Les équations précédentes doivent servir à donner les valeurs définitives des dérivées des indices; j'y remplace d'abord $\frac{da}{dt}$ par sa valeur, qui est

$$\frac{da}{dt} = -0,000001071 + 0,0000000078\,t.$$

On a ainsi

$$(4) \qquad \frac{d(E-O)}{dt} = -0,000000972 - 0,000000003 2\,t,$$

$$(5) \qquad \frac{dE}{dt} = -0,000007246 - 0,000000003 4\,t,$$

$$(6) \qquad \frac{dO}{dt} = -0,000006227 - 0,0000000008\,t,$$

Des équations (4) et (6) je tire $\frac{dE}{dt}$; j'ai ainsi

$$(7) \qquad \frac{dE}{dt} = -0,000007199 - 0,000000004c\,t,$$

avec une erreur moyenne égale à la somme des erreurs moyennes de (4) et de (6). Je combine les équations (7) et (5) en attribuant à chacune un *poids* inversement proportionnel à l'erreur moyenne.

J'opère de la même façon pour $\frac{dO}{dt}$, et j'obtiens enfin

$$\frac{dE}{dt} = -0,000007223 - 0,0000000037\,t,$$

$$\frac{dO}{dt} = -0,0000062\,48 - 0,0000000005\,t.$$

II. — Variation d'indice de l'eau.

A. *Détermination de l'indice de l'eau.* — En présence du peu de concordance des résultats assez nombreux obtenus jusqu'ici, j'ai cru devoir reprendre la mesure de l'indice de l'eau.

Au moyen d'un prisme de 90° environ, constitué par une cuve en glaces de forme cubique et de $0^m,09$ de côté, que sa grande dimension rendait peu sensible aux variations de température, et d'un théodolite de Gambey donnant les 5″, j'ai obtenu pour la raie D les résultats suivants :

TEMPÉRATURE.	INDICE.	INDICE A 20°.
16°,52	1,33322	1,33293
17,02	1,33317	1,33292
21,06	1,33288	1,33298
17,12	1,33309	1,33284

Pour la mesure de l'angle réfringent, le prisme est posé sur la plate-forme qui termine l'axe vertical du théodolite et réglé de manière que ses faces soient verticales. Un collimateur et une lunette, réglés sur l'infini, ont leurs axes optiques dans un même plan horizontal et se rencontrant au milieu d'une des faces du prisme. Si le plan bissecteur du prisme passe par l'axe de rotation, condition facile à remplir à cause de la forme géométrique du prisme, il n'y aura pas d'erreur provenant d'un défaut de collimation.

La déviation minima pour la raie D a été mesurée en visant, à l'aide du théodolite, d'abord directement, puis à travers le prisme, une fente éloignée d'environ 30^m et éclairée par la lumière du

sodium. Il est facile de calculer la correction qu'il faut apporter à cette dernière mesure, en fonction de la distance de la fente à l'axe du théodolite, de la distance du point de tangence de la lunette au plan bissecteur du prisme, et du rayon du cercle décrit par la lunette.

La moyenne des résultats, 1,33292, coïncide avec les nombres de Rühlmann, Wüllner et Van der Willigen.

Avec le même prisme j'ai déterminé également les indices de l'eau pour différentes raies du spectre, avec la lumière solaire et quelques raies métalliques. Au moment du pointé d'une raie, sous déviation minima, je notais la température de l'eau au moyen d'un thermomètre donnant 0°,01.

Chaque pointé est intercalé entre deux pointés de la raie D. Des mesures très nombreuses, que je rapporterai plus loin, me donnent, en fonction de la température, la variation de la déviation de la raie D. Je pouvais donc ramener les deux lectures relatives à la raie D, précédant et suivant un pointé de raie, à ce qu'elles auraient été à la température de ce dernier pointé. J'obtiens ainsi la distance angulaire des déviations minima de la raie D et d'une autre raie; cette distance se montre constante dans un intervalle de température de quelques degrés. Dans ce prisme de 90°, la dispersion est assez forte pour qu'avec une fente très fine on puisse apercevoir les deux raies D; les mesures se rapportent au milieu de leur intervalle.

Admettant alors pour la raie D la valeur moyenne à 20° des mesures directes 1,33292, et pour angle du prisme 90°0′17″, je calcule les déviations minima et les indices pour les différentes raies. Ces indices se représentent très bien par la formule de Briot

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} - D\lambda^2,$$

avec les valeurs

$$A = 1,327715,$$
$$\log B = \bar{3},35919,$$
$$\log C = \bar{5},65677,$$
$$\log D = \bar{3},70452,$$

λ étant exprimé en millièmes de millimètre.

RAIES.	LONGUEUR d'onde.	DISTANCE angulaire à D.	DÉVIATION minima.	INDICE A 20° observé.	INDICE A 20° calculé.	DIFFÉRENCE O. — C.
	μ	° ′ ″	° ′ ″			
a	0,7185	−0.46. 5	50.11.52	1,32972	1,32970	+0,00002
B	6867	−0.36.41	50.21.16	1,33038	1,33038	0
Li	6705	−0.31.37	50.26.20	1,33073	1,33075	−0,00002
C	6562	−0.26.27	50.31.30	1,33109	1,33109	0
D (1)	5892	"	50.57.57	1,33292	1,33292	0
Th	5349	0.27.50	51.25.47	1,33482	1,33481	−0,00001
E	5269	0.32.15	51.30.12	1,33512	1,33513	−0,00001
b_1 (2)	5183	0.37.47	51.35.44	1,33549	1,33549	0
F	4861	1. 0.15	51.58.12	1,33701	1,33701	0
F (3)	4384	1.43.45	52.41.32	1,33989	1,33987	+0,00002
H_γ	4340	1.47.32,5	52.45.29,5	1,34015	1,34018	−0,00003
H_γ (4)	4325	1.49.45	52.47.42	1,34029	1,34029	0
H_γ (5)	4271	1.55.47	52.53 44	1,34069	1,34069	0
h	4101	2.17.12	53.15. 9	1,34208	1,34206	+0,00002

(1) Milieu de l'intervalle des raies D.
(2) La moins réfrangible du groupe *b*.
(3) Raie 37 de Van der Willigen.
(4) Raie 39 de Van der Willigen.
(5) Raie 41 de Van der Willigen.

Van der Willigen (1) et, après lui, M. Damien (2) présentent, sous une forme dubitative il est vrai, cette opinion que des échantillons d'eau, en apparence chimiquement pure, pourraient avoir des indices différents. Malgré ce qu'une semblable affirmation présente *a priori* d'improbable, j'ai voulu la soumettre à un contrôle direct. Pour cela, le prisme de 90° était placé dans la position de déviation minima sur un support horizontal, et l'image dédoublée de la raie D observée au théodolite. Sans rien déranger dans l'appareil, on pouvait, avec une pipette, enlever l'eau de la cuve et la remplacer par d'autre.

Il ressort des expériences que la différence d'indice entre des eaux distillées d'origine diverse est inappréciable, qu'elles soient

(1) *Archives du Musée Teyler*, t. I, p. 235.
(2) *Annales de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. X, p. 273.

ou non aérées. Ce n'est que lorsque les gaz dissous atteignent une proportion anomale, comme dans l'eau saturée d'acide carbonique, qu'on voit nettement un abaissement de l'indice. Les eaux potables ne présentent avec l'eau distillée qu'une différence très faible, trop grande cependant pour être négligée dans des recherches de précision. Ces divers résultats sont bien d'accord avec ce qu'on pouvait prévoir, d'après la proportion des substances gazeuses ou solides contenues dans ces eaux.

B. *Variation d'indice.* — Je me suis borné, dans tout ce qui suit, à déterminer la variation d'indice pour la raie D du sodium.

J'ai employé deux méthodes différentes, s'appliquant chacune à deux séries d'expériences.

D'abord, le prisme de 90°, disposé sur une plate-forme horizontale, et recevant le faisceau parallèle émané d'un collimateur, est placé à une certaine température dans la position de déviation minima. L'image est observée au théodolite. Cela fait, sans toucher au prisme, on remplace par de l'eau chaude l'eau froide qu'il contenait, et l'on observe la position de l'image à différentes températures. Pour cela, on fait un pointé, aussitôt on observe le thermomètre, puis on relève sur le cercle divisé la position de la lunette. L'expérience donne donc la distance angulaire, en fonction de la température, du rayon dévié et de celui qui correspond à la déviation minima à une température connue.

Dans un second procédé, on utilise le prisme de 45° environ, formé par une des faces de la cuve cubique et la lame diagonale qui la partage, et on le place de manière que la face d'entrée soit normale au faisceau incident. On note encore la température et la position correspondante du faisceau réfracté.

Dans la première série d'expériences, soient

A l'angle du prisme;
D la déviation minima à une température θ;
i l'angle d'incidence;
N l'indice à cette température;
D — δ la déviation à une température t.

L'angle d'incidence reste égal à i, l'angle d'émergence devient $i - \delta$; les angles intérieurs qui, dans la position de déviation mi-

nima, sont égaux entre eux et à $\frac{A}{2}$, deviennent respectivement, par suite du changement d'indice, $\frac{A}{2}+\varepsilon$ et $\frac{A}{2}-\varepsilon$. On a donc, pour l'indice à la température t,

$$(1)\qquad n=\frac{\sin i}{\sin\left(\frac{A}{2}+\varepsilon\right)}=\frac{\sin(i-\delta)}{\sin\left(\frac{A}{2}-\varepsilon\right)}$$

et, en éliminant ε,

$$(2)\qquad n^2\sin^2 A=\sin^2 i+\sin^2(i-\delta)+2\sin i\sin(i-\delta)\cos A.$$

L'angle δ, dans mes expériences, n'atteignait pas 1°; on peut développer $\sin\delta$ et $\cos\delta$ en série, et se borner aux termes du second degré; il vient

$$(3)\qquad n^2\sin^2\frac{A}{2}=\sin^2 i-\sin i\cos i\,\delta+\frac{\cos^2 i-2\sin^2 i\cos^2\frac{A}{2}}{4\cos^2\frac{A}{2}}\delta^2$$

et, en extrayant la racine carrée approchée,

$$(4)\qquad n\sin\frac{A}{2}=\sin i-\frac{\cos i}{2}\delta+\frac{\cos^2 i-\cos^2\frac{A}{2}(1+\sin^2 i)}{8\sin i\cos^2\frac{A}{2}}\delta^2.$$

En différentiant par rapport à t, on a

$$(5)\qquad \frac{dn}{dt}=\frac{\cos i}{2\sin\frac{A}{2}}\frac{d\delta}{dt}+\frac{\cos^2 i-\cos^2\frac{A}{2}(1+\sin^2 i)}{4\sin i\cos^2\frac{A}{2}\sin\frac{A}{2}}\delta\frac{d\delta}{dt}.$$

Si l'on tient compte de la relation

$$N=\frac{\sin\frac{D+A}{2}}{\sin\frac{A}{2}},$$

le coefficient du premier terme peut s'écrire

$$\frac{N\cos\frac{D}{2}-1}{2\sin\frac{D}{2}}.$$

Quant au terme en $\delta \frac{d\delta}{dt}$, qui est petit par rapport à l'autre, on peut y faire $A = 90^\circ$, et l'équation (5) prend la forme

$$(6) \qquad \frac{dn}{dt} = -\frac{N\cos\frac{D}{2} - 1}{2\sin\frac{D}{2}}\frac{d\delta}{dt} - \frac{3N^2 - 2}{4N}\delta\frac{d\delta}{dt}.$$

On peut, sans erreur sensible, dans des expériences où la température de déviation minima est voisine de 20°, la supposer égale à 20°, puisqu'au voisinage de la position de déviation minima, une petite variation dans la position du prisme ne produit pas de variation sensible dans l'angle de déviation minima. Toutes les expériences concourront donc ensemble au calcul de $\frac{dn}{dt}$ par l'équation (6).

On a, dans ce second cas, en employant les mêmes notations que précédemment et en négligeant encore les puissances de δ supérieures à la seconde

$$(1) \qquad n = \frac{\sin(D + A - \delta)}{\sin A},$$

$$(2) \qquad n = -\frac{\cos(D + A)}{\sin A}\delta + \frac{\sin(D + A)}{\sin A}\left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right),$$

$$(3) \qquad \frac{dn}{dt} = -\frac{\cos(D + A)}{\sin A}\frac{d\delta}{dt} - \frac{\sin(D + A)}{\sin A}\delta\frac{d\delta}{dt}.$$

En tenant compte de la relation $n = \frac{\sin(D + A)}{\sin A}$, on a

$$(4) \qquad \frac{dn}{dt} = -\frac{N\cos D - 1}{\sin D}\frac{d\delta}{dt} - N\delta\frac{d\delta}{dt}.$$

Le résultat des expériences est donné plus loin, dans le Tableau (p. 402). On voit que la concordance entre les deux séries est très satisfaisante.

Quand on produit les franges de Talbot à l'aide d'une lame à faces parallèles, plongée dans un liquide, on constate un déplacement assez rapide lorsque la température du liquide et de la lame varie. On peut déduire de ce déplacement la dérivée par rapport à la température de la différence des indices de la lame et du liquide. Le phénomène le plus facile à observer est la variation

d'aspect de la raie fournie par une lumière monochromatique, que l'on observe en même temps que le spectre à bandes. A l'aide d'un thermomètre plongeant dans le liquide, très près de la lame, on observe les températures qui correspondent au passage d'une frange entière, c'est-à-dire au retour du même aspect des raies D. Le résultat brut de l'expérience est donc qu'il passe une frange entre t' et t^0 à la température moyenne $\frac{t'+t}{2}$. Ces déterminations, que j'ai cherché dans chaque cas à rendre aussi nombreuses que possible, permettent de construire une courbe dont les abscisses sont les températures moyennes $\frac{t'+t}{2}$ et les ordonnées, les différences de température $(t'-t)$ qui correspondent au passage d'une frange, c'est-à-dire à une augmentation de retard de λ. J'appellerai x et y les coordonnées de la courbe.

Soient S et L les indices du solide et du liquide, e l'épaisseur de la lame solide, μ son coefficient de dilatation à la température moyenne $x = \frac{t'+t}{2}$; on a, pour exprimer le retard, les deux équations

$$e(S-L) = k\lambda, \quad e[1+\mu(t'-t)][S-L+\Delta(S-L)] = (k+1)\lambda;$$

d'où, en éliminant k,

$$(1) \qquad e\mu(t'-t)(S-L) + e[1+\mu(t'-t)]\Delta(S-L) = \lambda.$$

On peut toujours, pour un intervalle de quelques degrés, poser

$$(2) \qquad S-L = (S_0-L_0) + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3,$$

$$(3) \qquad \Delta(S-L) = \alpha(t'-t) + \beta(t'^2-t^2) + \gamma(t'^3-t^3).$$

En remarquant que les termes en $\mu\beta$ sont négligeables, on tire de ces trois équations

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} e\mu(t'-t)(S_0-L_0+\alpha t) \\ \quad + e[1+\mu(t'-t)][\alpha+\beta(t'+t)+\gamma(t'^2+t't+t^2)] = \lambda. \end{array} \right.$$

Je remplace t' et t par leurs valeurs tirées de

$$x = \frac{t'+t}{2}, \quad y = t'-t,$$

et il vient

$$(5)\quad \begin{cases} \mu\alpha\left(x-\frac{y}{2}\right) \\ \quad +(1+\mu y)\left[\alpha+2\beta x+\gamma\left(3x^2+\frac{y^2}{4}\right)\right]=\frac{\lambda}{ey}-\mu(S_0-L_0). \end{cases}$$

Comme, d'autre part, d'après l'équation (2), on a pour la température moyenne x

$$\frac{d(S-L)}{dt}=\alpha+2\beta x+3\gamma x^2,$$

on peut, en tenant toujours compte de ce que les termes en $\mu\beta$ et *a fortiori* en $\mu\gamma$ sont négligeables, écrire l'équation (5) sous la forme

$$(6)\qquad \left[1+\mu\left(x+\frac{y}{2}\right)\right]\frac{d(S-L)}{dt}+\frac{\gamma y^2}{4}=\frac{\lambda}{ey}-\mu(S_0-L_0).$$

C'est dans cette équation qu'on portera les valeurs de x et de y obtenues par la courbe, pour des valeurs de x distantes de 1°.

Les épaisseurs e de mes plaques ont été mesurées à l'aide d'un instrument appartenant au Bureau international des Poids et mesures, et que M. R. Benoît a décrit [1]. C'est un *examinateur de niveau*, construit par M. Brauer à Saint-Pétersbourg et qui peut fonctionner comme sphéromètre.

Dans une première série d'expériences, j'ai observé les franges de Talbot produites par une lame de quartz plongée dans l'eau.

La lame de quartz qui m'a servi a une épaisseur de $1^{mm},3958$; elle est exactement parallèle à l'axe optique. Elle était maintenue verticalement dans une cuve remplie d'eau; c'est la cuve qui m'a servi de prisme dans mes expériences sur l'indice de l'eau. Les faces, un peu prismatiques, sont bien planes et permettent, avec une lame cristalline bien taillée, la production de franges très nettes. J'ai opéré avec une forte dispersion; je n'avais pas moins de cinq prismes de flint de 60°; en effet, les franges sont très serrées, la distance de deux franges étant exactement le double de celle des deux raies D.

---

[1] R. Benoît, *Étude sur l'appareil de M. Fizeau pour la mesure des dilatations* (*Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. I, 1re Partie, p. C.32).

Le thermomètre employé dans ces expériences était un thermomètre ayant appartenu à Despretz, divisé en $\frac{1}{5}$ de degré, de -20 à $+65$, que j'avais comparé avec soin aux thermomètres étalons du Bureau international des Poids et Mesures; le réservoir était placé tout contre le quartz et la tige protégée par un manchon où passait un courant continu de l'eau de la ville.

J'ai observé 180 passages de franges entre 50° et des températures voisines de 0°. Ces déterminations m'ont servi à construire la courbe qui donne la différence de température pour le passage d'une frange entre 50° et 9°, en fonction de la température moyenne du passage. L'échelle adoptée était $0^m,02$ par degré pour les abscisses et $0^m,20$ par degré pour les ordonnées. Sauf pour les points qui répondent aux températures les plus élevées, il n'y a nulle part d'incertitude sur le tracé de la courbe moyenne pouvant amener une erreur de $\frac{1}{100}$ de degré. On relève alors les valeurs des ordonnées pour des abscisses distantes de 1°.

J'ai répété ces expériences avec une lame de crown (verre de Saint-Gobain). La lame qui m'a servi a une épaisseur de $1^{mm},2649$. J'ai cherché à en déterminer l'indice en formant avec deux lames semblables un compensateur Jamin, et en cherchant l'angle dont il faut faire tourner le système pour obtenir, avec les miroirs de M. Jamin, un déplacement d'une frange; l'angle des lames entre elles étant déterminé au goniomètre, on peut de cette observation déduire l'indice. J'ai trouvé ainsi 1,520 pour la raie D. L'indice du verre de Saint-Gobain, mesuré par M. Baille, serait 1,528 (1): M. Fizeau (2) donne pour deux verres de la même origine 1,5033 et 1,528. Étant donné que le terme où entre l'indice est petit, on peut sans erreur sensible prendre pour différence à zéro des indices du crown et de l'eau $0,19 = 1,524 - 1,334$.

Quant au coefficient de dilatation, j'admets la valeur donnée par M. Fizeau dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes*,

$$\mu = 0,00000714 + 0,0000000158t.$$

Cette formule conduit, pour le coefficient moyen de dilatation

(1) *Annuaire du Bureau des Longitudes.*
(2) *Ann. de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXVI, p. 448 et 451.

entre 0° et 100°, à la valeur 0,00000793; Laplace et Lavoisier ont donné 0,00000891; Dulong 0,00000861.

On peut admettre, d'après toutes les expériences antérieures, que l'indice du crown, au moins pour la raie D, varie très peu et considérer, dès lors, les expériences portant sur le crown comme donnant, au signe près, la dérivée de l'indice de l'eau.

Le Tableau suivant (p. 402 et 403) renferme non seulement mes propres résultats, mais les valeurs de $\frac{dn}{dt}$ qu'on déduit des expériences précédentes. Quelques-uns des savants qui ont étudié cette question, M. Jamin et, plus tard, MM. Lorentz et Prytz, ont donné des formules pour représenter n en fonction de la température; il m'a suffi, dès lors, de différentier ces formules. Les autres, Dale et Gladstone, MM. Fouqué, Rühlmann, Van der Willigen, etc., donnent seulement des valeurs de l'indice à diverses températures : c'est alors par des constructions graphiques, aussi soignées que possible, que je suis arrivé aux valeurs de $\frac{dn}{dt}$.

Dans ce Tableau se trouvent, dans les dernières colonnes, les résultats donnés par une courbe du troisième degré, calculée par la méthode de Cauchy et leurs différences avec l'expérience [1].

L'équation qui donne $\frac{dn}{dt}$ est

$$\frac{dn}{dt} = -10^{-7}(125,46 - 41,285t - 0,01304t^2 - 0,00460t^3).$$

---

[1] Voici l'indication bibliographique des Mémoires dont on a fait usage pour dresser ce Tableau :

JAMIN, *Sur la vitesse de la lumière dans l'eau à diverses températures* (*Comptes rendus*, t. XLIII, p. 1191 à 1194; 1856).

DALE et GLADSTONE, *Philosophical Transactions* for 1858, p. 887.

MÜTTRICH, *Pogg. Ann.*, t. CXXI, p. 398-431; 1864.

FOUQUÉ, *Mémoire sur les relations qui existent entre le pouvoir réfringent, la densité et le titre des dissolutions salines* (*Annales de l'observatoire de Paris*, t. IX, 1867).

RÜHLMANN, *Untersuchung über die Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im Wasser durch die Wärme* (*Pogg. Ann.*, t. CXXXII, p. 1-29 et 177-203; 1867).

VAN DER WILLIGEN, *Archives du Musée Teyler*, t. II, p. 201.

LORENTZ, *Ueber die Refractionsconstante* (*Wied. Ann.*, n. F., t. XI, p. 70, 1880), et PRYTZ, *Experimentelle Untersuchungen über die Refractionconstantes* (*Wied. Ann.*, n. F., t. XI, p. 104; 1880).

DAMIEN, *Recherches sur le pouvoir réfringent des liquides* (*Annales scientif. de l'École Norm. sup.*, 2e série, t. X, p. 223; 1881).

t.	JAMIN.	DALE et GLADSTONE.	MÜTTRICH.	FOUQUÉ.	RÜHLMANN.	VAN DER WILLIGEN.	LORENTZ et PRITZ.
0	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)
50	»	1682	1710	1704	1572	»	»
49	»	1665	»	1684	1562	»	»
48	»	1646	»	1664	1552	»	»
47	»	1628	»	1644	1541	»	»
46	»	1609	»	1625	1530	»	»
45	»	1589	1580	1607	1518	»	»
44	»	1569	»	1588	1505	»	»
43	»	1549	»	1570	1490	»	»
42	»	1529	»	1549	1472	»	»
41	»	1507	»	1528	1454	»	»
40	»	1484	1460	1507	1437	»	»
39	»	1461	»	1487	1418	»	»
38	»	1434	»	1466	1399	»	»
37	»	1408	»	1445	1380	»	»
36	»	1381	»	1424	1360	»	»
35		1358	1350	1404	1340	»	»
34	»	1333	»	1384	1320	»	»
33	»	1305	»	1357	1300	1326	»
32	»	1280	»	1329	1275	1301	»
31	»	1255	»	1299	1249	1274	»
30	1283	1231	1220	1268	1220	1243	1165
29	1244	1204	»	1236	1190	1210	1087
28	1206	1177	»	1202	1153	1173	1067
27	1167	1149	»	1165	1115	1135	1045
26	1129	1120	»	1126	1078	1096	1024
25	1090	1089	1080	1092	1039	1056	1001
24	1052	1058	»	1059	1000	1019	976
23	1013	1026	»	1026	960	980	950
22	975	993	»	992	920	943	923
21	936	959	»	957	880	901	894
20	897	923	890	920	840	853	864
19	859	887	»	883	800	797	833
18	820	851	»	843	760	736	801
17	782	811	»	851	720	654	767
16	743	777	»	757	680	»	732
15	704	739	670	712	640	»	696
14	666	704	»	668	600	»	659
13	627	667	»	627	560	»	620
12	589	631	»	585	520	»	580
11	550	594	»	545	480	»	538
10	512	555	»	508	440	»	496
9	473	514	»	470	400	»	452
8	434	473	»	432	357	»	407
7	396	431	»	393	315	»	360
6	357	388	»	352	273	»	313
5	319	345	»	312	228	»	264
4	280	295	»	272	182	»	213
3	241	244	»	230	140	»	162
2	203	192	»	188	100	»	109
1	164	141	»	144	58	»	55
0	126	89	»	100	15	»	0

DAMIEN.	DUFET				MOYENNE.	CALCUL.	DIFFÉRENCE O — C.
	Pr. de 90°.	Pr. de 45°.	E. et Quartz.	E. et Crown.			
—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)	—(10⁻⁷)
»	»	1591	1563	»	1577	1582	— 5
»	»	1578	1561	»	»	1576	»
»	»	1565	1557	»	1561	1568	— 7
»	»	1552	1553	»	»	1559	»
»	»	1538	1548	»	1543	1549	— 6
»	1535	1523	1540	1582	»	1538	»
»	1518	1508	1531	1563	1530	1525	+ 5
»	1501	1490	1520	1543	»	1511	»
»	1483	1472	1508	1523	1496,5	1496	+ 0,5
»	1465	1457	1494	1503	»	1479	»
»	1448	1441	1478	1483	1462,5	1462	+ 0,5
»	1429	1421	1460	1461	»	1443	»
»	1410	1406	1441	1439	1424	1423	+ 1
»	1389	1389	1420	1416	»	1402	»
»	1367	1369	1397	1394	1382	1380	+ 2
»	1345	1347	1373	1369	»	1357	»
»	1324	1322	1347	1343	1334	1333	+ 1
»	1302	1300	1321	1316	»	1308	»
»	1280	1271	1294	1288	1283	1282	+ 1
»	1255	1242	1266	1256	»	1256	»
»	1229	1211	1237	1227	1226	1228	— 2
»	1203	1180	1208	1197	»	1200	»
»	1176	1148	1178	1166	1167	1170	— 3
»	1149	1118	1149	1137	»	1140	»
»	1121	1086	1119	1108	1108,5	1109	— 0,5
»	1092	1053	1089	1077	»	1078	»
»	1061	1020	1060	1046	1047	1045	+ 2
»	1027	985	1031	1014	»	1012	»
»	993	951	1000	981	981	978	+ 3
»	954	918	968	947	»	944	»
1100	914	885	934	912	910	909	+ 1
»	872	847	898	874	»	874	»
»	827	813	858	837	834	838	— 4
»	»	»	817	802	»	801	»
»	»	»	775	768	771,5	764	+ 7,5
854	»	»	732	735	»	726	»
»	»	»	689	699	694	688	+ 6
»	»	»	647	»	»	650	»
»	»	»	604	»	604	611	— 7
»	»	»	561	»	»	572	»
602	»	»	515	»	515	532	—17
557	»	»	462	»	»	493	»
508	»	»	»	»	»	453	»
460	»	»	»	»	»	412	»
409	»	»	»	»	»	372	»
359	»	»	»	»	»	331	»
302	»	»	»	»	»	290	»
248	»	»	»	»	»	249	»
199	»	»	»	»	»	208	»
160	»	»	»	»	»	167	»
110	»	»	»	»	»	125	»

On voit, par le Tableau précédent, que mes expériences sont, d'une manière générale, d'accord avec celles de Dale et Gladstone. Aux températures basses, jusque vers 30° environ, il y a un accord remarquable avec les expériences de M. Jamin et celles de M. Fouqué. Les nombres de Lorentz et Prytz sont très voisins des précédents. Ceux de Rühlmann sont plus faibles.

Au contraire, au-dessus de 30° je me retrouve d'accord avec les nombres de Rühlmann. Ceux de M. Fouqué sont plus élevés. La raison de ce désaccord se voit bien en construisant jusqu'à 100° les courbes qui représentent les expériences de M. Fouqué et celles de M. Rühlmann. La dernière est quelque peu irrégulière aux températures basses; à partir de 40° environ, la courbe affecte une forme presque rectiligne, ce qui conduit à des valeurs presque constantes pour $\frac{dn}{dt}$. Dans les expériences de M. Fouqué, la courbe présente vers 70° une légère concavité en sens inverse de la courbure générale, de sorte que $\frac{dn}{dt}$ passerait par un maximum en valeur absolue.

De la valeur que j'ai tirée de mes expériences pour $\frac{dn}{dt}$, on tire en intégrant

$$n = n_0 - 10^{-7}(125,5t + 20,642t^2 - 0,00435t^3 - 0,00115t^4).$$

Je détermine la constante n_0 par la condition que l'indice à 20° soit égal à 1,33292. On trouve ainsi pour l'indice à différentes températures :

t.	n.
50°	1,32896
45	1,32974
40	1,33049
35	1,33120
30	1,33185
25	1,33242
20	1,33292
15	1,33333
10	1,33364
5	1,33386
0	1,33397

Ces valeurs s'accordent bien avec les mesures directes; on a :

	$n_{10} - n_{20}$.
Calcul.....	0,00396
Rühlmann.....	0,00396
Fouqué.....	0,00391
Dale et Gladstone.....	0,00400

	$n_{10} - n_{20}$.
Calcul.....	0,00179
Jamin.....	0,00179
Lorentz et Prytz.....	0,00169

III. — Variation d'indice de la fluorine et du béryl.

Les détails dans lesquels je viens d'entrer me permettront d'être plus bref pour les recherches qui suivent.

La méthode employée pour la fluorine et le béryl est à peu près identiquement la même que pour le quartz.

La plaque de fluorine que j'ai employée a une épaisseur de $2^{mm},9717$. J'ai pris comme coefficient de dilatation le nombre donné par M. Fizeau dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes*. En appelant μ le coefficient vrai de dilatation à t°, on a

$$\mu = 0,00001796 + 0,0000000288\,t.$$

Quant à l'indice, il est très suffisant de prendre $S_0 = 1,434$, qui est sensiblement la moyenne des expériences faites jusqu'à ce jour.

La valeur absolue de $\frac{d(S-L)}{dt}$ est moindre que la dérivée de l'indice de l'eau, ce qui montre que l'indice de la fluorine diminue par un accroissement de température. Le Tableau suivant donne la dérivée de la différence d'indice de la fluorine et de l'eau (I), la dérivée de l'indice de l'eau (II) et la différence entre les nombres de ces deux colonnes (III) :

t.	I. $\frac{d(S-L)}{dt}$.	II. $\frac{dL}{dt}$.	III. $\frac{dS}{dt}$.
	$+(10^{-7})$	$-(10^{-7})$	$-(10^{-7})$
37°	1295	1402	107
36	1261	1380	119
35	1230	1357	127
34	1200	1333	133
33	1171	1308	137
32	1143	1282	139
31	1117	1256	139
30	1090	1228	138
29	1064	1200	136
28	1039	1170	131
27	1014	1140	126
26	985	1109	124
25	953	1078	125
24	917	1045	128
23	877	1012	135
22	836	978	142
21	797	944	147
20	759	909	150
19	734	874	140
18	690	838	148
17	656	801	145

Les nombres de la colonne III, entachés des erreurs inévitables d'expérience, surtout pour les températures extrêmes, ne montrent pas d'accroissement sensible ni de diminution de la dérivée de l'indice de la fluorine avec la température. On doit donc admettre que, dans les limites de température où j'ai fait mes expériences, la dérivée de l'indice a la valeur moyenne — 0,0000134.

On aurait donc

$$\frac{dn}{dt} = -0{,}0000134,$$

$$n = n_0 - 0{,}0000134\,t.$$

Ce nombre est presque absolument d'accord avec les résultats des recherches antérieures de M. Fizeau, de M. Baille et de M. Stefan.

Quant au béryl, M. R. Benoît en a déterminé les coefficients de dilatation, qu'il a bien voulu me communiquer. D'après ses re-

cherches encore inédites, les coefficients vrais de dilatation sont :

1° Dans la direction perpendiculaire à l'axe,

$$\mu_1 = 0,0000009937 + 0,000000009316\,t\,;$$

2° Dans la direction parallèle à l'axe,

$$\mu_2 = -0,0000013409 + 0,00000000806\,t.$$

Ces nombres sont d'ailleurs peu différents de ceux de M. Fizeau :

$$\mu_1 = 0,000000838 + 0,0000000133\,t, \quad \mu_2 = -0,000001516 + 0,0000000114\,t.$$

En présence des nombres assez divergents donnés pour l'indice du béryl, divergence qui s'explique d'ailleurs par les irrégularités de structure de la substance, j'ai déterminé l'indice du béryl sur un prisme pris dans le même cristal que les plaques qui m'ont servi pour les variations d'indice.

J'ai trouvé ainsi :

	INDICE	
	ordinaire.	extraordinaire.
Lithium	1,58620	1,57910
Sodium (D)...	1,58935	1,58211
Thallium	1,59210	1,58485

Ces indices sont notablement plus élevés que ceux des émeraudes étudiées jusqu'à présent (¹).

Les expériences faites sur les deux indices montrent que tous deux augmentent par la température, et l'indice ordinaire plus que l'autre; le cristal étant négatif, la double réfraction augmente. J'ai déterminé directement la variation de double réfraction sur une plaque parallèle à l'axe, de $8^{mm},729$, par le déplacement des franges de Fizeau et Foucault, en suivant exactement la méthode que j'ai employée pour le quartz (²).

Je trouve ainsi

$$\frac{d(O - E)}{dt} = 0,00000091 - 0,0000000026\,t.$$

(¹) *Voir* Des Cloizeaux, *Manuel de Minéralogie*, t. I, p. 363.

(²) *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. III, p. 251.

On peut alors faire concourir à la détermination de la variation d'indice ordinaire toutes les observations, en calculant pour chaque observation faite sur l'indice extraordinaire le nombre qu'on aurait trouvé pour l'indice ordinaire à la même température moyenne.

On obtient ainsi, avec une plaque de $1^{mm},478$ d'épaisseur, au moyen de 57 passages d'une frange pour l'indice ordinaire et 79 pour l'indice extraordinaire, le Tableau suivant :

t.	$\frac{d(O-L)}{dt}$.	$\frac{dL}{dt}$.	$\frac{dO}{dt}$.	ID. CALCULÉ.	DIFFÉRENCE.
	$+(10^{-7})$	$-(10^{-7})$	$+(10^{-7})$	$+(10^{-7})$	$+(10^{-7})$
48°	1890	1568	322	323	—1
47	1867	1559	308	308	0
46	1843	1549	294	292	+2
45	1818	1538	280	278	+2
44	1791	1525	266	264	+2
43	1764	1511	253	250	+3
42	1736	1496	240	238	+2
41	1707	1479	228	225	+3
40	1677	1462	215	213	+2
39	1645	1443	202	202	0
38	1614	1423	191	191	0
37	1582	1402	180	181	—1
36	1549	1380	169	172	—3
35	1516	1357	159	163	—4
34	1483	1333	150	154	—4
33	1450	1308	142	146	—4
32	1416	1282	134	139	—5
31	1383	1256	127	132	—5
30	1351	1228	123	125	—2
29	1318	1200	118	120	—2
28	1285	1170	115	115	0
27	1252	1140	112	110	+2
26	1218	1109	109	105	+4
25	1183	1078	105	102	+3
24	1147	1045	102	99	+3
23	1111	1012	99	96	+3
22	1074	978	96	94	+2
21	1038	944	94	93	+1
20	1000	909	91	92	—1
19	963	874	89	92	—3
18	922	838	84	"	"
17	876	801	75	"	"

La formule qui donne les valeurs calculées du Tableau ci-dessus

est

$$\frac{dO}{dt} = 10^{-7}(189,4 - 10,34t + 0,2735t^2).$$

On aurait par conséquent, d'après la formule qui donne $\frac{d(O-E)}{dt}$,

$$\frac{dE}{dt} = 10^{-7}(180,3 - 10,314t + 0,2735t^2).$$

Je donne d'ailleurs ces formules comme purement empiriques et ne se prêtant d'aucune manière à l'extrapolation. Je crois pourtant pouvoir faire remarquer que le béryl, exceptionnel au point de vue optique parmi les corps solides, l'est aussi par ses deux coefficients de dilatation, de signes contraires, presque égaux en valeur absolue, et variant rapidement avec la température.

IV. — Variation d'indice de quelques liquides.

A. *Sulfure de carbone.* — Le sulfure de carbone que j'ai étudié était parfaitement pur, d'une odeur franche de chloroforme. Sa densité à zéro est 1,29245.

J'ai déterminé à l'aide de la lumière solaire, d'un tube de Geissler à hydrogène, et des flammes du sodium, du thallium et du lithium, les indices du sulfure de carbone pour un grand nombre de raies. Le prisme qui a servi à ces déterminations a un angle de 60°4′30″. Les lames qui le forment ont été choisies au milieu d'un grand nombre de lames et ne présentent pas de déviation propre appréciable. Un thermomètre fixé à demeure dans le prisme permettait d'apprécier la température du liquide à 0°,01 près.

J'ai mesuré d'abord la déviation pour la raie F, en notant la température. Par exemple, une série de dix-sept déterminations m'a donné, pour des températures variant entre 26°,08 et 25°,84, des déviations minima variant entre 50°59′30″ et 51°1′13″. Comme la déviation varie sensiblement d'une façon proportionnelle à la température, au moins dans un intervalle aussi petit, j'ai pu prendre dans chaque série la moyenne des températures et celle des déviations.

J'ai obtenu ainsi, pour les déviations et pour les indices :

t.	D.	n_F.
25°,995	51°. 0'. 9",7	1,647154
21,351	51.24.30,2	1,651168
19,043	51.36.47,0	1,653157

Bien que les températures extrêmes soient peu éloignées l'une de l'autre, je crois les observations assez précises pour qu'on puisse en tirer quelques renseignements sur la variation d'indice, et trouver l'indice aux températures comprises entre 26° et 19°. On trouve ainsi, en représentant l'indice par

$$n = 1,669602 - 0,0008635\,t,$$

les valeurs suivantes :

t.	OBSERVÉ.	CALCULÉ.	DIFFÉRENCE.
25°,995	1,647154	1,647155	—0,000001
21,351	1,651168	1,651166	+ 2
19,043	1,653157	1,653158	— 1

On déduit facilement des expériences précédentes que, pour 1° d'élévation dans la température, la déviation minima pour la raie F varie, en moyenne, entre 26° et 19°, de 316". Voici dès lors comment j'ai opéré. J'ai relevé pour chaque raie du spectre sa distance angulaire à la raie F, les raies étant à la déviation minima. Chaque lecture relative à une raie se trouve encadrée entre deux lectures de F qu'on ramène, à l'aide de la correction précédemment indiquée, à la température où a été fait le pointé de la raie ; on prend pour F la moyenne des valeurs très voisines obtenues ainsi.

Les observations ont été répétées un certain nombre de fois pour les principales raies du spectre solaire, et les sources artificielles que j'ai citées. Ici l'on voit nettement la diminution de la dispersion

par une variation de température. La diminution de la distance d'une raie à la raie F pour 1° a été obtenue graphiquement pour les raies du spectre B, C, D, b_1, g, h, les raies du lithium et du thallium. Ces résultats m'ont servi à construire une courbe ayant pour abscisses $\frac{1}{\lambda^2}$, d'où je tire par interpolation la variation de distance pour les raies dont les lectures ont été moins nombreuses. Ceci me permet dès lors de faire servir toutes les observations d'une raie à la détermination de sa distance à la raie F pour deux températures données et, par conséquent, d'obtenir, au moyen des indices pour F donnés précédemment, les indices pour les différentes raies du spectre à ces deux températures.

Le Tableau qui suit résume les expériences et donne en même temps que les indices à 19° et à 25° leur variation moyenne pour 1° dans cet intervalle de température :

ANGLE DU PRISME : 60°4′30″

$n_F = 1,653196$ [à 19° C.], $n_F = 1,648015$ à [à 25° C.]

RAIE.	LONGUEUR d'onde.	DIMINUTION POUR 1° de la distance à F		DISTANCE A F		DÉVIATION MINIMA		INDICE		VARIATION de l'indice pour 1°.
		observée.	calculée.	à 19°.	à 25°.	à 19°	à 25°.	à 19°.	à 25°.	
	μ	″	″	° ′ ″	° ′ ″	° ′ ″	° ′ ″			
A	0,7601	»	40,0	4.20.52,0	4.16.52,0	47.16.11,4	46.48.33,8	1,609462	,604694	—0,0007947
a.....	0,7185	»	38,0	4. 1.32,8	3.57.44,8	47.35.30,6	47. 7.41,0	1,612781	,607996	7985
B	0,6867	39	35,5	3.44.48,9	3 41.15,9	47.52.14,5	47.24. 9,9	1,615645	,610834	8016
Li.....	0,6705	35	34,0	3.34.44,4	3.31.20,4	48. 2.19,0	47.34. 5,4	1,617365	,612537	8047
C	0,6562	31	33,0	3.25.31,6	3.22.13,6	48.11.31,8	47.43.12,2	1,618936	,614100	8060
α.....	0 6377	»	29,5	3. 4.13,6	3. 1.16,6	48.32.49,8	48. 4. 9,2	1,622554	,617679	8125
D, (¹)....	0 5889	24	24,0	2.29.41,2	2.27.17,2	49. 7.22,2	48.38. 8,6	1,628388	,623454	8223
Th	0 5349	13	13,5	1.24.28,0	1.23. 9,0	50.12.35,4	49.42.16,8	1,639293	,634243	8417
E	,5269	»	11,5	1.13.10,9	1.12. 1,9	50.23.52,5	49.53.23,9	1,641164	,636099	8422
b, (²)....	,5183	9	10,0	0.59.36,3	0.58.36,3	50.37.27,1	50. 6.49,5	1,643410	,638334	8460
» (³)....	0 4957	»	3,0	0.19.48,6	0.19.30,6	51.17.14 8	50.45.55,2	1,649957	,644808	8582
F	0 4861	0	0,0	»	»	56.37. 3 4	51. 5.25,8	1,653196	,648015	8635
» (⁴)....	0,4667	»	9,0	0.44.29,4	0.43.35,4	52.21.32 8	51.49. 1,2	1,660418	,655145	8790
» (⁵)....	0,4384	29	27,0	2. 5.45,2	2. 3. 3,2	53.42.48,6	53. 8.29,0	1,673431	,667963	9113
γ.....	0,4340	»	30,5	2.20.26,6	2.17.23,6	53.57.30,0	53.22.49,4	1,675758	,670252	9117
g	0,4226	40	40,0	3. 2.38,3	2.58.38,3	54.39.51 7	54. 4. 4,1	1,682401	,676797	9340
h.....	0,4101	50	52,5	3.55.56,5	3.50.41,5	55.32 59,9	54.56. 7,3	1,690702	,684970	9553
» (⁶)....	0,4045	»	59,5	4.22.56,3	4.16.59,3	55.59.59,7	55.22.25,1	1,694868	,689062	9677
H,.....	0,3968	»	70,0	5. 3.10,8	4.56.10,8	56.40.14,2	56. 1.36,6	1,701038	,695116	9853

(¹) La plus réfrangible des deux.
(²) La moins réfrangible du groupe.
(³) Raie 31 de Van der Willigen.
(⁴) » 35 »
(⁵) » 37 »
(⁶) » 46 »

Les nombres précédents donnent entre 19° et 25°, c'est-à-dire pour 22° environ, la dérivée par rapport à la température de l'indice relatif du sulfure de carbone et de l'air chaud; pour avoir la dérivée de l'indice dans l'air à température constante, il faut ajouter au nombre déterminé le produit de l'indice du sulfure de carbone par la dérivée de l'indice de l'air. Ce produit est égal à — 0,0000016 pour les raies de A à F et à — 0,0000017 pour les raies de F à H.

On a par conséquent

RAIES.	$\frac{dn}{dt}$	RAIES.	$\frac{dn}{dt}$.
A.....	—0,0007963	495,7.....	—0,0008598
a.....	7991	F.....	8651
B.....	8032	466,7.....	8807
Li.....	8063	438,4.....	9130
C.....	8076	γ.....	9194
α.....	8141	*g*.....	9357
D_2.....	8239	*h*.....	9570
Th.....	8433	404,5.....	9694
E.....	8453	H.....	9870
b_1.....	8476		

Les valeurs absolues des coefficients ainsi déterminés ne sont pas bien certaines, puisque celui d'entre eux qui sert de base à tout le calcul, la variation pour 1° de l'indice de F, n'a été obtenu qu'à l'aide de trois mesures d'indice, à des températures peu différentes. Mais il est facile de calculer la correction très petite qu'il faudrait apporter à la différence entre $\frac{dn}{dt}$, relatif à une raie, et $\frac{dn_F}{dt}$, par suite d'une erreur déterminée sur ce dernier nombre.

Il restera, par une méthode plus précise que celle du prisme, à déterminer par une raie la variation d'indice; c'est ce que j'ai fait pour la raie D.

Pour appliquer au sulfure de carbone la méthode que j'ai employée pour l'eau, je l'ai placé dans une petite auge fermée par des glaces à faces parallèles, dans l'intérieur de laquelle se trouve fixée une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, et où pénètre le réservoir d'un petit thermomètre divisé en dixièmes de degré.

L'auge remplie de sulfure de carbone est placée au centre de la cuve de glaces qui m'a servi dans mes expériences sur l'eau. En la remplissant d'eau tiède, on voit le thermomètre placé dans le sulfure de carbone monter, passer par un maximum, puis redescendre lentement à cause de la masse d'eau assez considérable que contient la cuve.

On observe alors les déformations des franges de Talbot, produites avec la lumière du sodium. Ici, même avec un intervalle assez faible pour les températures extrêmes, on observe nettement que l'intervalle de température qui correspond au passage d'une frange n'est pas constant, il diminue légèrement quand la température s'élève; la diminution de l'indice pour 1° croît donc avec la température. J'ai observé 67 passages de franges entre 29° et 20°.

J'obtiens ainsi, en appelant x la température moyenne et en remarquant que $\frac{dS}{dt}$, variation d'indice du quartz, est égal à $-0,00000626$, les valeurs suivantes :

x.	$\frac{d(L-S)}{dt}$.	$\frac{dL}{dt}$.
28°	(10^{-7}). 8770,8	(10^{-7}). 8833
27	8631,3	8694
26	8508,0	8571
25	8399,9	8463
24	8307,6	8370
23	8231,1	8294
22	8163,2	8226
21	8111,1	8174
20	8069,8	8132

Ces valeurs se laissent convenablement représenter par la formule

$$\frac{dn}{dt} = -0,0006320 - 0,00000870\,t,$$

ce qui conduit, pour la température de 22°, à $\frac{dn}{dt} = -0,000824$, valeur identique à celle trouvée plus haut par la méthode du prisme.

B. *Naphtaline bromée.* — La naphtaline monobromée α ($C^{20}H^{7}Br$) est un liquide huileux, incolore quand il est pur, mais se colorant en jaune verdâtre à la lumière; il bout à 277° et présente un indice de réfraction plus élevé que celui du sulfure de carbone; mais sa dispersion est un peu moindre. Sa fixité et son indice élevé le font employer fréquemment aujourd'hui dans les recherches d'optique cristallographique, par exemple pour le réfractomètre à réflexion totale ou la mesure de l'angle des axes optiques.

La naphtaline monobromée que j'ai eue à ma disposition provenait de l'usine de Schuchardt, à Görlitz.

J'en ai pris la densité à différentes températures au moyen d'un flacon dont le coefficient de dilatation avait été préalablement déterminé. J'ai trouvé :

Densité à	0°	1,55778
»	à 20,56.....	1,53687
»	à 100,15.....	1,45498

ce qui conduit, pour la densité à $t°$, aux formules

$$D_t = 1,55778 - 0,0010145t - 0,000000119t^2,$$
$$D_t = D_0[1 - 0,00065124t - 0,0000000764t^2].$$

J'ai déterminé l'indice pour la raie D. Les mesures se rapportent à la longueur d'onde $0^{\mu},5892$, moyenne des deux raies D.

Les indices qu'on en déduit se représentent très exactement par la formule $n = n_0 - at$ avec

$$n_0 = 1,67169 \quad \text{et} \quad a = 0,0004537.$$

J'ai mesuré les indices pour quelques raies du spectre solaire, en déterminant la différence entre les déviations minima pour une raie et la raie D. Ces mesures se rapportent à la température de 23°,5. Le Tableau suivant donne les indices trouvés par l'expérience et le calcul par la formule de Briot

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} - D\lambda^2,$$

avec

$$A = 1,638015,$$
$$B = 0,005295,$$
$$C = 0,0015565,$$
$$D = 0,01487,$$

les longueurs d'onde étant exprimées en millièmes de millimètre.

RAIES.	LONGUEUR d'onde.	INDICE mesuré.	INDICE calculé.	DIFFÉRENCE.
	μ			
B	0,6867	1,64923	1,64923	0000000
C	0,6562	1,65219	1,65230	—0,00011
D	0,5892	1,66102	1,66102	0000000
b	0,5183	1,67539	1,67530	+0,00009
F	0,4861	1,68480	1,68480	0000000
(37) (1)	0,4384	1,70485	1,70484	+0,00001
(39) (1)	0,4324	1,70808	1,70808	0000000

(1) D'après Van der Willigen.

Pour étudier la variation de l'indice pour la raie D, j'ai employé exactement la même méthode que pour le sulfure de carbone. Mais ici on trouve que la variation, sensiblement moitié moindre qu'avec ce dernier corps, est à très peu près proportionnelle à la température. On peut alors employer toutes les observations d'une série à la détermination de la variation de température qui produit le passage d'une frange en les traitant par la méthode des moindres carrés.

Quatre séries faites le même jour m'ont donné pour la valeur de la variation de température qui produit le passage d'une frange

$$\left.\begin{array}{l} 0^{\circ},9385 \\ 0,9400 \\ 0,9398 \\ 0,9310 \end{array}\right\} \text{Valeur moyenne} \ldots\ldots\ldots \quad 0,93733$$

Quelques jours après, deux séries très concordantes m'ont donné

$$\left.\begin{array}{l} 0^{\circ},92344 \\ 0^{\circ},92350 \end{array}\right\} \text{Valeur moyenne} \ldots\ldots\ldots \quad 0,92347$$

Cette différence me paraît tenir d'une manière non douteuse à l'altération du liquide sous l'influence de la lumière.

Ces deux groupes d'expériences conduisent pour la dérivée de

l'indice, pour la température moyenne 27°, aux valeurs suivantes :

$$\frac{dn}{dt} = \begin{cases} -0,0004578 & \text{(Premier groupe)}, \\ -0,0004604 & \text{(Second groupe)}. \end{cases}$$

C. *Térébenthène.* — J'ai opéré sur du térébenthène rectifié dont la densité à 0° est 0,8772. Six mois plus tard, le liquide s'était un peu altéré; sa densité était devenue 0,8815.

J'ai obtenu pour les indices les valeurs suivantes :

RAIE.	LONGUEUR d'onde.	INDICE.	n CALCULÉ.	OBSERVÉ. CALCULÉ.
	μ			
Li	0,6705	1,46850	1,468512	—0,000012
C	0,6562	1,46901	1,469014	— 4
(D_1D_2)	0,5891	1,47193	1,471906	— 24
Th	0,5349	1,47517	1,475166	— 4
F	0,4861	1,47918	1,479185	— 3
γ	0,4340	1,48525	1,485254	— 4

Les indices calculés l'ont été par la formule de Cauchy à trois termes $n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$, avec

$$A = 1,457684,$$
$$B = 0,0046340,$$
$$C = 0,00010532.$$

Pour mesurer la variation d'indice, je me suis servi d'une cuve cylindrique d'environ 300^{cc} de capacité, fermée à ses extrémités par des glaces à faces parallèles. Au milieu était fixée une lame de quartz ou de crown qui sert à la production des franges de Talbot. Les franges passent sur la raie D à des intervalles très sensiblement égaux.

Les expériences montrent nettement que l'essence s'altère avec le temps. Les valeurs de $\frac{dn}{dt}$ que j'ai trouvées sont comprises entre — 0,0004902 et — 0,0005126.

Quelques mois plus tard, j'ai repris la même essence qui, pendant ce temps, était restée dans un flacon scellé, et j'ai déterminé

ses variations d'indice pour les raies du sodium, du lithium et du thallium et la raie F de l'hydrogène. On ne pouvait plus ici observer la déformation des franges produites sur une raie à cause de la trop faible intensité de la lumière. J'ai dû alors viser la raie avec la lunette d'un théodolite, et noter, en même temps que la température, la distance des franges à la position occupée par la raie. On ne peut d'ailleurs relever la position de la raie qu'au commencement et à la fin de l'expérience, car, par suite du retard variable causé par la lame, les maxima se déplacent pendant l'expérience. Mais à la fin, en déplaçant légèrement la lame, on s'assure qu'il ne s'est produit aucun dérangement et que la position de la raie est la même.

J'ai trouvé ainsi avec une lame de verre de Saint-Gobain, en admettant que son indice ne varie pas par la température :

Raie.	$\frac{dn}{dt}$.
Lithium	0,0005112
Sodium	0,0005113
Thallium	0,0005154
Hydr. (F)	0,0005137

La dispersion semble donc diminuer avec la température, mais très faiblement.

D. *Alcool.* — J'ai cherché à obtenir de l'alcool aussi exempt d'eau que possible. Pour cela j'ai mis de l'alcool à 90 pour 100 du commerce à digérer pendant plusieurs jours sur de la chaux vive et je l'ai distillé deux fois sur de la chaux vive. Le liquide obtenu ne donnait aucun trouble dans la dissolution d'alcoolate de baryte (1).

Pour déterminer la variation d'indice, j'ai employé le même appareil que pour le térébenthène. J'ai fait trois séries de mesures entre 11° et 21°; il en ressort que, dans cet intervalle de température, la variation d'indice est proportionnelle à la température; y, différence de température qui produit le passage d'une frange, est constant. On peut alors le calculer au moyen de toutes les observations d'une série par la méthode des moindres carrés.

(1) Berthelot, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. XLVI, p. 180.

La valeur moyenne de y est $1^{\circ},0222$; d'où l'on déduit

$$\frac{dn}{dt} = -0,0004179.$$

Je n'ai étudié, dans le cas de l'alcool, que la variation d'indice pour la raie D (¹).

SUR L'EMPLOI DES COURANTS ALTERNATIFS POUR LA MESURE DES RÉSISTANCES LIQUIDES;

PAR MM. BOUTY ET FOUSSEREAU.

Deux méthodes ont été signalées comme fournissant des mesures exactes de la résistance des liquides : l'une, fondée sur l'emploi de l'électromètre et dont nous avons fait exclusivement usage dans nos recherches antérieures (²), est à l'abri de toute critique, puisqu'elle élimine absolument l'influence de la polarisation des électrodes; l'autre consiste à affaiblir cette polarisation jusqu'à la rendre négligeable, en augmentant le plus possible la surface utile des électrodes et en ayant recours à des courants alternatifs de la plus courte durée possible. Cette méthode a été fréquemment appliquée à l'étranger, particulièrement par M. F. Kohlrausch, auquel on doit des mesures nombreuses et très estimées.

Désireux de nous rendre compte de la comparabilité des résultats obtenus par les deux méthodes et de leur précision relative, nous avons cherché à réaliser le mieux possible les conditions

---

(¹) Je renverrai au Mémoire détaillé (*Bulletin de la Société minéralogique*, t. VIII, 1885), pour la comparaison de mes résultats à ceux des autres expérimentateurs, ainsi que pour l'étude des thermomètres qui m'ont servi.

Je dois, en terminant, remercier particulièrement M. R. Benoît, premier adjoint au Bureau international des Poids et Mesures, pour les nombreux renseignements inédits qu'il a bien voulu me communiquer.

(²) BOUTY, *Sur la conductibilité des liquides et la polarisation des électrodes* (*Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. I, p. 346). — *Sur la conductibilité des dissolutions salines très étendues* (*Annales de Chimie et de Physique*, 6ᵉ série, t. III, p. 433, et *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. III, p. 325). — FOUSSEREAU, *Recherches sur la conductibilité des substances isolantes* (*Annales de Chimie et de Physique*, 6ᵉ série, t. V, p. 241 et 317, et *Journal de Physique*, 2ᵉ série t. IV).

indiquées par M. Kohlrausch, en utilisant les ressources dont nous avons pu disposer. Nous nous sommes procuré deux électrodes en platine platiné de $0^{mq},01$ de surface chacune, et nous avons fait usage des courants alternatifs d'un petit moteur Marcel Deprez tournant avec une vitesse moyenne d'environ 100 tours par seconde (¹). Ces courants traversaient un pont de Wheatstone, et l'on appréciait l'équilibre à l'aide d'un excellent téléphone Ader remplaçant le galvanomètre dans la branche transversale du pont.

Des expériences préliminaires nous avaient indiqué la nécessité d'un isolement parfait de l'électromoteur et de toutes les résistances; mais, malgré tout le soin apporté à cet isolement, nous ne pûmes arriver à réduire le téléphone au silence dans les conditions ordinaires des mesures. Nous avons alors cherché séparément quelle était l'influence de l'induction des résistances métalliques, celle de la dimension des électrodes, et nous sommes enfin arrivés à obtenir le silence absolu du téléphone, en excluant du pont toute résistance métallique et à l'aide d'un nouveau rhéostat à liquide que nous décrirons un peu plus loin. Mais il convient d'insister d'abord sur la série des observations qui nous ont amenés à ce résultat.

Première expérience. — Les quatre branches du pont sont formées exclusivement par des résistances métalliques empruntées à des caisses étalonnées. Nous avons employé : 1° une caisse à pont de la maison Elliott de Londres, fournissant trois résistances de 10000 ohms; 2° quatre caisses de 1 à 10000 ohms et deux caisses de 10000 à 100000 ohms, de la maison Breguet. Nous nous sommes assurés que les mesures électrométriques effectuées à l'aide de ces diverses boîtes étaient exactes avec une erreur relative toujours inférieure à $\frac{1}{200}$.

Quand les quatre résistances sont faibles, on peut, par un réglage convenable, produire un minimum de bruit du téléphone qui est loin d'être une extinction, mais que l'on perçoit cependant avec beaucoup de netteté. A mesure que la résistance augmente,

(¹) Ce moteur, construit par M. Carpentier, présente une bobine mobile d'environ $0^{m},15$ de long et $0^{m},03$ de diamètre, tournant entre les branches d'un aimant en fer à cheval de trois lames de $0^{m},01$ d'épaisseur chacune.

le minimum de bruit devient de moins en moins perceptible, et en même temps ce bruit minimum devient plus fort, au moins tant que la résistance ne prend pas une valeur exorbitante. Mais ce qu'il importe surtout de constater, c'est que *le pont, réglé pour le minimum de bruit, se trouve absolument déréglé quant à la valeur des résistances qu'il contient,* et d'autant plus que les résistances sont plus fortes. Ainsi deux branches A et B du pont étant égales à 10000 ohms, et la troisième branche C à 10000 ohms, le minimum de bruit a été trouvé, pour D, 9300 ohms au lieu de 10000; l'erreur que l'on commettrait dans la *mesure* de cette résistance D supposée inconnue serait de 7 pour 100; pour C = 100000 ohms, on a trouvé D = 80000 ohms : l'erreur atteindrait 20 pour 100.

Ces expériences ne peuvent s'interpréter qu'en admettant que les bobines des boîtes de résistance, telles qu'elles sont livrées au commerce par les meilleurs constructeurs, ne sont pas dénuées d'induction. Le coefficient de self-induction de chaque bobine varie au hasard, et puisqu'il n'y a pas de relation entre ce coefficient et la résistance propre, on conçoit aisément que l'équilibre du pont, avec les courants alternatifs, ne soit rigoureusement réalisé pour aucune combinaison de bobines prises sur les boîtes.

En remplaçant successivement une, deux ou trois branches métalliques du pont par des résistances liquides dénuées de polarisation, on améliore beaucoup l'expérience sous le rapport de la netteté, mais on ne réussit pas à produire une véritable extinction. L'effet de l'induction dans les bobines subsiste toujours, et les mesures de résistance continuent, par conséquent, à être illusoires. Elles le seront même d'autant plus que les inversions de courant seront plus rapides, sans que la concordance des résultats obtenus dans une série de mesures, faites avec le même appareil, puisse être invoquée comme une garantie de leur exactitude. Il y a là une cause d'erreurs systématique très grave dont ne paraissent pas s'être préoccupés suffisamment les physiciens qui ont fait usage de la méthode des courants alternatifs.

Seconde expérience. — Pour constituer des résistances liquides fixes, dénuées de polarisation, nous employons deux vases de grande capacité, par exemple deux bocaux de pile contenant chacun

un zinc amalgamé de pile plongeant dans une solution concentrée de sulfate de zinc. Les deux vases communiquent par des siphons de verre dont on règle le nombre et le diamètre de manière à assigner approximativement à la résistance du système telle valeur que l'on désire.

Nous avons disposé un pont avec trois résistances de cette espèce et une sorte de rhéostat à liquide, formé d'un flacon bitubulé rempli de sulfate de cuivre; un fil de cuivre pénètre par l'une des tubulures et constitue l'une des électrodes; un tube capillaire vertical pénètre par la tubulure centrale presque jusqu'au fond du flacon et reçoit la seconde électrode. C'est encore un fil de cuivre qu'on relève ou qu'on abaisse à volonté, de manière à limiter la portion du tube qui contient la résistance liquide variable.

Dans ces conditions il a encore été impossible d'obtenir une bonne extinction. La polarisation des petites électrodes de cuivre du rhéostat joue ici le même rôle que l'induction dans les caisses de résistance et s'oppose à la réalisation de l'équilibre. Il est donc indispensable de donner au rhéostat à liquide des électrodes à grande surface.

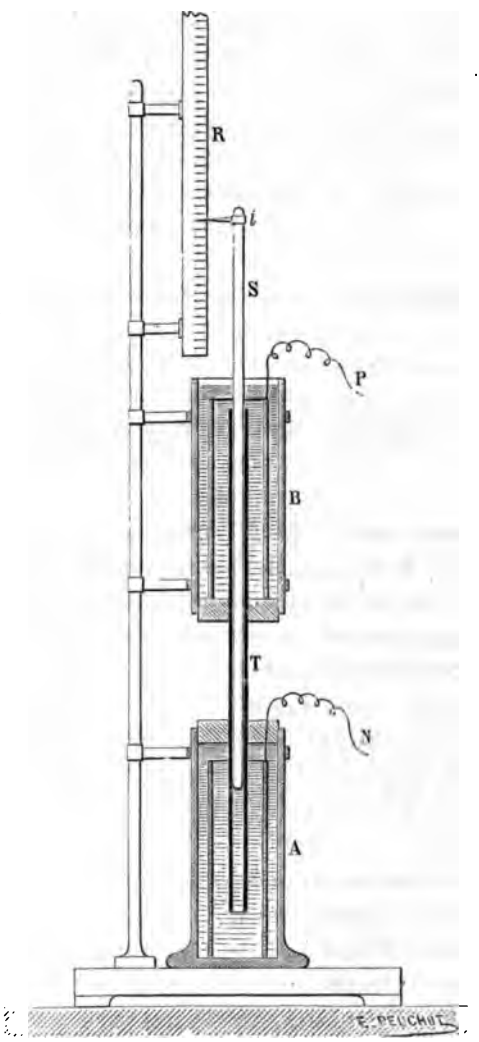
Rhéostat à liquide. — Notre rhéostat (*fig.* 1) se compose de deux vases A et B superposés contenant chacun une électrode cylindrique de cuivre de plusieurs décimètres carrés de surface. Ces vases communiquent par un tube de verre vertical T ouvert aux deux bouts et dans lequel s'engage une tige de verre pleine S de section presque égale. Les deux vases sont pleins de sulfate de cuivre, et, en enfonçant plus ou moins profondément la tige dans le tube, on fait varier à volonté la résistance. Un index *i* fixé à la tige se déplace le long d'une règle graduée et permet de faire des lectures. On mesure à l'électromètre l'accroissement de résistance correspondant à chaque division de la règle, de manière à pouvoir dresser la table de l'instrument.

Quand on voudra faire des mesures absolues, on devra déterminer avec soin la température du liquide, car sa résistance varie pour chaque degré centigrade de la $\frac{1}{30}$ partie de sa valeur à 0°. Pour des mesures relatives effectuées rapidement, on pourra se dispenser de toute correction.

L'un de nos rhéostats, celui dont nous avons fait le plus fréquent

usage, avait une résistance comprise entre 1200 et 5000 ohms : il permettait donc de comparer deux résistances dont le rapport ne

Fig. 1.



dépassait pas 4. En faisant varier, à l'aide de siphons supplémentaires, le rapport des résistances fixes du pont dans le rapport de 1

à 50, la plus faible des deux résistances à comparer pouvait varier de 24 ohms à 62000 ohms; nous n'avons pas eu l'occasion de dépasser ces limites.

Mesures. — La résistance à mesurer était formée par deux vases contenant chacun une électrode en platine platiné de $0^{mq},01$ de surface et communiquant par un siphon étroit rempli du même liquide que les vases. Cette résistance formait la quatrième branche d'un pont de Wheatstone, dont les deux branches fixes étaient des résistances liquides dénuées de polarisation, et la troisième branche, le rhéostat à liquide. Nous avons opéré sur le chlorure de potassium, le chlorure de magnésium et l'acide sulfurique à divers états de dilution.

Dans tous les cas, nous avons eu la satisfaction d'obtenir l'*extinction absolue de tout bruit dans le téléphone.* Avec des dissolutions peu résistantes, l'extinction est saisie avec beaucoup de précision, mais pour des liqueurs plus étendues, l'extinction, en apparence parfaite, persiste sur une portion notable de l'échelle du rhéostat et l'erreur relative des mesures devient assez considérable. *Cette erreur est toujours beaucoup plus grande que celle des mesures électrométriques effectuées sur les mêmes liquides et dans les mêmes conditions.* A titre d'exemple nous indiquerons les résultats fournis par une dissolution de chlorure de magnésium (¹) au $\frac{1}{1000}$, comparée à une dissolution de chlorure de potassium de même concentration.

	Courants alternatifs.	Électromètre.
$\frac{MgCl}{KCl} =$	1,609	1,546
	1,563	1,541
Moyenne....	1,586	1,5435

Deux mesures répétées dans des conditions aussi identiques que possible, avec les courants alternatifs, présentent l'une par rapport à l'autre une différence de $\frac{1}{40}$, tandis que les mesures faites à l'électromètre ne diffèrent entre elles que de $\frac{1}{300}$. Pour des liqueurs excessivement étendues, les mesures faites par la première méthode deviendraient complètement illusoires.

(¹) $\frac{1}{1000}$ de $MgCl + 6HO$.

En ce qui concerne l'exactitude même de la méthode des courants alternatifs, il résulte de nos expériences, faites comparativement sur les mêmes liquides, à la même température, que la moyenne des mesures de cette espèce ne diffère pas en général de la moyenne des mesures électrométriques plus que les mesures individuelles au téléphone ne diffèrent entre elles. La méthode des courants alternatifs fournira donc de bons résultats pour les liqueurs concentrées ou moyennement étendues, mais à la condition expresse d'employer de très grandes électrodes en platine platiné, comme l'a recommandé M. Kohlrausch, et surtout de *n'introduire dans les quatre branches du pont aucune résistance métallique non rectiligne*. Même avec ces précautions, il ne semble cependant pas qu'elle puisse donner des résultats concordants, si l'on essaye de l'appliquer à des dissolutions excessivement étendues.

NOUVEAUX MODÈLES D'HYGROMÈTRES;

PAR M. BOURBOUZE.

J'ai eu l'honneur de présenter à l'Académie deux nouveaux modèles d'hygromètres. L'un est disposé pour avoir la température du point de rosée au moment de la formation d'anneaux colorés; l'autre à thermomètre, donnant directement la température de l'enveloppe métallique pour la même détermination.

On sait que, lorsqu'un commencement de condensation de vapeur d'eau se produit sur une lame de verre placée entre un observateur et un point lumineux, il apparaît des anneaux concentriques à ce point. Ils sont semblables à ceux que l'on observe autour de la Lune par un temps nuageux.

L'appareil que nous avons construit pour produire ces anneaux se compose d'un petit tube rectangulaire, percé sur chacune des faces opposées d'un trou fermé par une glace mince à faces parallèles. Un thermomètre très sensible est fixé de manière que son réservoir ne plonge que d'une petite quantité dans le liquide. En produisant un courant d'air au-dessus de ce liquide, soit par aspiration, soit par insufflation, on fera naître rapidement un dépôt de rosée sur les glaces. En interposant l'appareil entre l'œil et un

point lumineux, on apercevra des anneaux concentriques à ce point, le rouge en dehors, le violet en dedans. L'apparition des anneaux, ainsi que la lecture du thermomètre, peuvent se faire de loin avec une lunette.

L'autre hygromètre, que nous avons disposé pour avoir directement la température de l'enveloppe métallique au moment de l'apparition du voile de rosée, est de même forme que le premier. Il est traversé par une gaine de même métal dans laquelle est parfaitement ajusté un thermomètre sensible. Quelle que soit la température de l'air ambiant, le refroidissement se fera avec une très grande rapidité, en faisant passer un courant d'air au-dessus du liquide.

Pour mettre en évidence les causes d'erreur que l'on peut commettre, avec les hygromètres dans lesquels le thermomètre plonge dans le liquide, nous avons placé dans le même appareil un deuxième thermomètre dont le réservoir plonge dans l'éther.

Dans ces conditions, si l'on fait l'appel d'air, on constatera que le thermomètre mouillé descend avec plus ou moins de rapidité, suivant que son réservoir sera plus ou moins enfoncé dans le liquide : mais il sera toujours de plusieurs degrés au-dessous de celui qui indique la température de la surface métallique au moment de l'apparition du dépôt de la rosée.

W. SIEMENS. — Beitrag zur Theorie des Magnetismus (Contribution à la théorie du magnétisme); *Sitzungsberichte der Berl. Acad.*, 23 juin 1881, p. 701.

Le but de cet article est de montrer le rôle du milieu ambiant dans les phénomènes magnétiques et d'établir une théorie de ces phénomènes en tenant compte des propriétés de ce milieu.

En partant des idées d'Ampère sur le magnétisme, l'auteur arrive à cette conclusion que les corps magnétiques, comme le fer, opposent à la polarisation magnétique une résistance plus faible que les corps non magnétiques, ou bien que les premiers possèdent une conductibilité magnétique plus grande. Un anneau homogène, concentrique à un conducteur, ne peut produire aucune action à distance, toutes les lignes de force restant à l'intérieur de

l'anneau. Ce phénomène change dans un anneau ouvert. D'après l'auteur, il résulte d'expériences qui seront décrites ci-dessous que, dans un anneau interrompu, le magnétisme total doit être plus petit à cause de la résistance de l'air qui remplit la coupure. Les lignes de force qui réunissent les deux parties de l'anneau doivent remplir en nombre variable tout l'espace qui l'entoure et produire le phénomène de l'attraction magnétique et celui du magnétisme libre.

M. Siemens généralise la théorie d'Ampère et l'étend à tous les corps de la nature : « Non seulement les corps magnétiques, mais tous les corps, ainsi que l'espace vide, sont remplis de courants circulaires préexistants de très petites dimensions, et les corps magnétiques ne diffèrent des corps non magnétiques qu'en ce que dans les premiers le nombre de ces courants circulaires contenus dans l'unité de volume est beaucoup plus grand que dans les derniers. »

On pourra réduire tous les phénomènes magnétiques à la propriété qu'a le courant électrique d'exercer une action directrice sur les solénoïdes moléculaires répandus dans tout l'espace, et dans les corps magnétiques en nombre beaucoup plus grand. Par cette action directrice, les axes des solénoïdes tendent à se placer perpendiculairement à la direction du courant et à former des cercles d'attraction concentriques. La grandeur de la rotation des axes dépend de la grandeur de la force directrice ou magnétisante et du nombre de courants particulaires contenus dans l'unité de volume. L'auteur recommande de désigner ce rapport numérique sous le nom de *conductibilité électrique* ou celui de résistance à la distribution magnétique.

Afin de soumettre sa manière de voir à une épreuve expérimentale, l'auteur prend le cas d'un anneau de fer fermé, entouré de fil isolé, ou celui d'un tuyau de fer; dans ces deux cas, d'après les recherches de M. Kirchhoff, il n'y a pas d'action à distance si l'enroulement est uniforme. L'auteur a déduit antérieurement des formules d'Ampère l'expression suivante pour le moment magnétique d'un tuyau de fer parcouru par un courant suivant son axe

$$M = \tfrac{1}{2}\pi l s i$$

s étant l'épaisseur de la paroi, l la longueur du tuyau et i l'inten-

sité du courant. L'exactitude de cette formule a été vérifiée par l'auteur expérimentalement.

Si l'on entoure d'une spirale serrée un anneau de fer de section q et de rayon moyen ρ, la force magnétisante sera, d'après les considérations précédentes, proportionnelle à l'intensité du courant multipliée par le nombre des spires, chacune ayant approximativement la longueur de l'anneau $2\pi\rho$. La résistance qui s'oppose à cette force magnétisante est directement proportionnelle à la longueur de la barre courbée, c'est-à-dire à $2\pi\rho$, et inversement proportionnelle à la section et à la conductibilité magnétique du fer que l'on peut désigner par ψ. Le moment magnétique de l'anneau de fer sera dans chacune de ses sections transversales

$$\frac{i2\rho\pi}{\frac{2\rho\pi}{q\psi}} = iq\psi \text{ const.},$$

cette expression ayant une signification analogue à la précédente

$$M = ils \text{ const.}$$

Dans le but de rechercher si le magnétisme développé par une force magnétisante dans un barreau de fer ou dans un fer à cheval est inversement proportionnel à la résistance totale du circuit magnétique, l'auteur fit l'expérience suivante : il fit préparer un fer à cheval avec une barre de fer de 20^{mm} d'épaisseur, deux fois recourbée à angle droit. Chacune des branches avait 70^{mm} de longueur et sur chacune on avait enroulé une spirale de 35^{mm} de longueur, formée de 126 à 130 tours de fil isolé de 1^{mm} de diamètre; sur le dos du fer à cheval on avait enroulé une bobine d'induction. Le fer à cheval pouvait être fermé sur lui-même à l'aide d'une armature ayant la même section que lui. Les extrémités des branches sortaient des spirales sur une longueur de 20^{mm}.

A l'aide d'un commutateur convenable on pouvait renverser le sens du courant qui parcourait les spirales magnétisantes. L'intensité du courant était mesurée avant chaque renversement à l'aide d'un galvanomètre à torsion, ayant un grand nombre de tours de fil fin. Cet instrument donnait la différence de tension aux deux bornes de la spirale magnétisante. On pouvait faire varier l'intensité du courant soit en intercalant des résistances, soit en dérivant le courant. Le courant développé dans la bobine d'induction au moment de l'inversion du courant magnétisant traversait

les spires d'un galvanomètre à réflexion presque apériodique. L'impulsion de ce galvanomètre mesurait le double du moment magnétique produit dans le fer à cheval par l'action du courant. Si, après chaque variation d'intensité, on prenait la précaution de produire plusieurs inversions du courant avant d'effectuer la mesure, on trouvait toujours des résultats concordants même avec de grandes différences d'intensité.

Il résulte des nombres obtenus que, dans le fer à cheval fermé, le magnétisme croît au commencement plus vite que l'intensité du courant. Dans le cas où l'aimant est ouvert, le magnétisme, pour un courant faible (0,05 d'ampère), n'est environ que $\frac{1}{5}$ de celui qui se développe avec la même force magnétisante dans l'aimant fermé, et pour un courant deux fois plus intense (0,1 d'ampère) il est $\frac{1}{8}$ environ. Dans l'aimant ouvert l'accroissement du magnétisme reste à peu près constant, c'est-à-dire qu'il est à peu près proportionnel à l'intensité du courant jusqu'à une certaine limite qu'on atteint sans échauffer trop les spires.

M. Siemens fit couper les bouts des branches qui dépassaient les spirales, sur une longueur de 20^{mm}, et refit les expériences. Les résultats de ces dernières font voir que, par le raccourcissement des branches, le magnétisme de l'aimant fermé s'accroît notablement, tandis que celui de l'aimant ouvert décroît dans une proportion encore plus grande, de sorte que pour 0,05 ampères le rapport précédent n'est plus que $\frac{1}{14}$ et pour 0,1 ampère il n'est plus que $\frac{1}{23}$. Cette diminution considérable est évidemment due non seulement à l'augmentation de la résistance à la distribution du milieu ambiant, par suite du raccourcissement des branches, mais encore à la diminution de la force magnétisante, car les spirales exerçaient une action magnétisante sur les parties actuellement coupées. En adaptant sur les extrémités polaires des branches coupées des bouts du même diamètre et de 10^{mm} de hauteur, afin d'obtenir une longueur de branches pour laquelle le magnétisme devînt double, l'auteur trouva les nombres suivants :

TABLEAU II. — *Courant de* 0,1 *d'ampère.*

	Magnétisme.	Accroissement.
Sans allonges.....	1950	
1 allonge de chaque côté.....	2430	480
2 » »	2895	465
3 » »	3330	435
4 » »	3750	420
5 » »	4125	375

On voit qu'avec cinq pièces additionnelles la limite qu'on se proposait d'atteindre était dépassée; la longueur de l'aimant était alors le double de la longueur initiale. L'accroissement du magnétisme diminue donc avec le nombre des pièces ajoutées, quoique ces dernières aient toutes la même longueur. Cela tient à ce que l'action des spirales est plus efficace sur les pièces voisines que sur les pièces éloignées. C'est encore par l'action des spirales sur les pièces additionnelles qu'on peut expliquer l'accroissement rapide du magnétisme. Il résulte encore de ces expériences que dans un électro-aimant non fermé le magnétisme développé par une force magnétisante est fonction de sa surface. Ce résultat a été confirmé par cette observation qu'en remplaçant les pièces additionnelles pleines par des tubes de fer, à parois minces, de même longueur et de même diamètre, le renforcement du magnétisme restait à peu près le même. En bouchant les tubes avec un couvercle, on n'observait aucune différence si ce couvercle n'augmentait pas la longueur de l'aimant.

Pour déterminer la résistance qu'oppose le milieu ambiant, magnétique ou non, à l'aimantation du fer, il est nécessaire de comparer la résistance à la distribution de l'air ou du vide avec celle du fer. Ce rapport ne peut être constant, la résistance magnétique spécifique du fer variant avec l'intensité de l'aimantation. Aussi M. Siemens prend-il comme terme de comparaison le fer à son aimantation maximum.

Pour trouver le rapport entre la conductibilité magnétique de l'air à celle du fer à son maximum d'aimantation, M. Siemens fit préparer deux plaques carrées de fer ayant chacune 80^{mm} de côté et 4^{mm} d'épaisseur; ces plaques peuvent se visser sur les pièces prismatiques que l'on adapte sur les extrémités polaires. Les plaques étant placées à 5^{mm} l'une de l'autre et l'intensité du courant

étant de 0,1 ampère, celles-ci renforçaient le magnétisme de la même quantité qu'un morceau de tôle de fer de 1^{mmq} de section, reliant entre eux les deux pôles mobiles placés l'un par rapport à l'autre à la même distance de 5^{mm}, après avoir enlevé préalablement les deux plaques. Il résulte de là que la conductibilité magnétique du fer à son maximum d'aimantation est de 480 à 500, si l'on prend pour unité celle de l'air. On a répété la même expérience avec de plus grandes distances entre les plaques, avec des fils de fer, des plaques de tôle et de petits barreaux de fer carrés, et toutes ont donné les mêmes rapports numériques.

Afin de s'assurer si cette résistance magnétique de l'air, qui est 500 fois celle du fer, ne doit pas être attribuée à l'influence de l'oxygène de l'air, qui est magnétique, l'auteur fit préparer deux plaques de fer de 8^{mm} de diamètre, réunies l'une et l'autre par l'intermédiaire d'un anneau de laiton, celui-ci étant soudé à chacune des plaques. Deux ouvertures, pratiquées dans l'anneau de laiton, permettaient (la distance entre les plaques étant de 5^{mm}) soit d'emplir l'intervalle entre les deux plaques de fer d'un gaz quelconque, soit d'y faire le vide. Les plaques ainsi disposées étaient fixées sur les allonges de l'aimant. On n'a constaté aucune différence dans l'effet magnétique quand l'intervalle entre les plaques était rempli d'air, d'oxygène et d'hydrogène, ou quand il était vide.

D'après l'auteur, en rattachant l'idée d'Ampère sur les courants particulaires aux idées du P. Secchi et de M. Edlund sur les tourbillons d'éther qui rempliraient tout l'espace, ces tourbillons produiraient les courants d'Ampère, et ils seraient plus intenses ou en plus grand nombre dans les corps magnétiques qu'ailleurs.

L'expérience suivante a été faite pour prouver que l'espace rempli de matière non magnétique, ainsi que le vide, peut être influencé par des courants électriques, tout à fait comme le fer à son état de maximum d'aimantation, seulement l'effet est environ 500 fois plus faible qu'avec le dernier métal.

Deux bobines faites avec du fil de 1^{mm} de diamètre, ayant chacune $0^{m},10$ de longueur et 87^{mm} de diamètre intérieur, sont placées à 131^{mm} de distance l'une de l'autre, leurs axes étant parallèles. Les faces polaires de ces deux solénoïdes sont couvertes de plaques de fer, une seule plaque couvrant les deux faces voisines.

Les parties des plaques entre les bobines sont couvertes de spirales d'induction. Deux boulons de laiton, traversant les plaques et les bobines suivant leurs axes, servent à presser les premières contre les dernières. Les deux solénoïdes formaient ainsi avec les deux plaques un aimant en fer à cheval fermé sur lui-même, dont le moment magnétique pouvait être mesuré à l'aide des deux spirales d'induction qui couvraient les plaques de fer. Les mesures sont résumées dans le Tableau ci-joint.

Intensité du courant.	Solénoïde nul.		Solénoïde disposé en fer à cheval ouvert.		Solénoïde disposé en fer à cheval fermé sur lui-même.		Plaques réunies avec des verges de fer.		Rapports des impulsion des deux dernières colonnes.
	Imp.	Accr.	Imp.	Accr.	Imp.	Accr.	Imp.	Accr.	
0,01 ...			51	51	55	55	65	65	1,18
0,05 ...			270	55	295	61	380	79	1,27
0,10 ...	52	5,2	580	62	640	68	1000	124	1,56
0,15 ...			900	64	1020	76	1920	184	1,88
0,20 ...			1236	67	1392	74	2864	189	2,06
0,30 ...			1928	78	2100	77	4480	162	2,07
0,40 ...			2616	69	2960	80	5850	137	1,97
0,50 ...	258	5,2	3360	76	3800	84	7200	135	1,89
0,75 ...			5250	77	6075	91	10250	122	1,68
1,00 ...			7240	78	8400	93	12880	105	1,53

On voit, d'après ce Tableau, que le phénomène se passe comme si les deux plaques étaient réunies par un cylindre de fer au lieu du cylindre de laiton. Dans une expérience, l'auteur réalisa cette dernière condition; il réunit les deux plaques par un cylindre de fer de 4^{mm} de diamètre : sa section était ainsi $\frac{1}{500}$ de celle des solénoïdes, et il trouva que le moment magnétique était environ deux fois plus grand que dans le cas précédent, lorsque l'intensité du courant était de $0^{amp},2$. La sixième colonne du Tableau donne les rapports des déviations dans les deux cas, et l'on voit que, pour l'intensité de 2^{amp}, ce rapport est 2 environ. Ces rapports ne diffèrent pas beaucoup de l'unité dans le cas des courants très faibles, puis croissent, atteignent vite une valeur double et se mettent à décroître lentement. Cela tient à la nature du fer des armatures et de celui du cylindre; sa résistance magnétique est grande lorsque les courants sont ou très faibles ou très intenses.

D'après M. Siemens, lorsqu'un courant parcourt un conducteur enroulé sur une barre de fer, il se développe dans cette dernière autant de magnétisme qu'il peut en être fixé par la somme des moments magnétiques des éléments d'air ou d'espace qui touchent sa surface.

Pour le démontrer, l'auteur fait le raisonnement suivant :

Il considère un cylindre de fer de longueur indéfinie de rayon r sur lequel en un point quelconque, loin de ses extrémités, on a enroulé une spirale. Soit y le moment magnétique qu'un courant circulant dans la spirale peut développer dans l'unité de section à une distance x du milieu de la spirale, le moment magnétique de la section considérée sera $\pi r^2 y$. Ce moment diminue lorsque x croît et, si la théorie énoncée est exacte, d'une quantité qui peut être liée par le moment de la couche d'air en contact avec la surface extérieure de la partie correspondant à l'allongement dx. On a donc l'équation différentielle

$$-\pi r^2 dy = 2\pi r\, dx . y \quad \text{ou} \quad -\frac{dy}{y} = \frac{2}{r} dx, \quad [-\mathrm{L}y]_y^{y_1} = \left[\frac{2}{r} x\right]_{x-c}^{x},$$

c étant la longueur du chemin suivant lequel s'effectue l'intégration ; on a donc

$$\mathrm{L}\frac{y_1}{y} = \frac{2}{r} c$$

et, pour des déplacements égaux sur des barres de diamètres différents $2r$ et 2ρ, on aura

$$\mathrm{L}\frac{y}{y_1} : \mathrm{L}\frac{z}{z_1} = \rho : r.$$

Ces équations montrent que dans le même cylindre de fer le quotient des moments magnétiques de deux sections, également éloignées l'une de l'autre, est constant sur toute la longueur d'une moitié du cylindre, de sorte que des déplacements égaux d'une bobine fourniraient des diminutions pour cent du moment magnétique égales partout. Ces équations montrent encore que, pour des barres d'épaisseurs différentes et des déplacements égaux de la bobine d'épreuve, les logarithmes des rapports des moments sont en raison inverse des diamètres des barres.

En établissant l'équation différentielle, on a admis que le moment de la couche d'air en contact avec la barre ne dépendait

que du moment de l'unité de section de la barre au point considéré, ce qui voudrait dire que la résistance magnétique de tous les circuits magnétiques extérieurs est la même. En réalité, l'effet de la distribution s'exerce entre chaque élément de surface d'une moitié de la barre et tous les points magnétiques opposés de l'autre moitié. La distribution dépend donc aussi de la distance au milieu de la barre. Cette cause d'erreur sera donc d'autant plus sensible que le déplacement se fera plus près du milieu de la barre.

Les expériences précédentes justifient, d'après l'auteur, l'hypothèse de la non-existence du magnétisme libre : il n'y a, d'après lui, que du magnétisme fixe, et une force magnétisante ne peut produire dans les corps magnétiques plus de magnétisme qu'il n'en peut être fixé, à l'intérieur de ces corps, ainsi que dans le milieu ambiant, par l'effet de la distribution magnétique sous forme de courbes fermées produisant dans chaque section le même moment magnétique. Cette conception est analogue à celle de la distribution électrique moléculaire, et les lois de cette dernière peuvent s'appliquer à la distribution magnétique ; à l'aide du coefficient 480 exprimant le rapport de la résistance magnétique du fer à celle de l'air, on pourrait déterminer l'influence de la masse et de la forme du fer sur l'intensité du champ magnétique qu'on désire créer.

La formule

$$L\frac{y}{y_1} = \frac{2}{r}c$$

a été établie dans l'hypothèse d'un cylindre infiniment long ; elle ne s'applique pas à un cylindre de longueur finie à cause de l'influence des surfaces terminales.

La distribution magnétique dans une barre de longueur finie, quand la force magnétisante agit d'une manière uniforme sur toutes les parties de la barre, perd complètement son caractère logarithmique et prend, comme l'a montré Van Rees, le caractère parabolique ou celui d'une chaînette. M. Siemens a disposé un barreau de 150^{mm} de longueur et de $7^{mm},70$ de diamètre, dans un tube de verre d'une longueur à peu près double dans lequel le barreau entrait à frottement doux. Le tube porte une spirale magnétisante, ayant un enroulement uniforme ; le barreau peut se déplacer à l'intérieur du tube et l'on pouvait mesurer le moment magnétique

de chaque section à l'aide d'une bobine d'induction enroulée sur le milieu du tube, en renversant le sens du courant.

Le Tableau suivant donne les moments magnétiques du barreau mesurés à des distances variant de 20^{mm} à 70^{mm} du milieu, dans le cas où l'aimantation partait du milieu et dans celui où elle s'effectuait d'une manière uniforme. Les intensités du courant étaient choisies de telle manière que l'extrémité du barreau eût à peu près la même aimantation dans les deux cas.

Distance x de la bobine secondaire au milieu du barreau.	Impulsions y, l'aimantation étant uniforme.	Impulsions lorsque l'aimantation part du milieu.
mm	mm	
20	287	463
30	263	378
40	233	302
50	195	229
60	145	160
70	87	92

En calculant, d'après l'équation de la parabole

$$\frac{x^2}{y} = 2p,$$

les valeurs $2p$ à l'aide des nombres compris dans la deuxième colonne, on trouve pour ces valeurs le nombre

23 | 22 | 22 | 23 | 23 | 22.

Si l'on calcule avec les nombres de la troisième colonne le quotient $\frac{y}{y_1}$, d'après la formule $L\frac{y}{y_1} = \frac{2}{r}x$, pour un déplacement constant de 10^{mm} de la bobine d'induction, on trouve les valeurs suivantes :

1,25; 1,25; 1,32; 1,4; 1,4.

On voit que ce quotient n'est pas constant comme dans le cas d'un barreau de longueur indéfinie : il croît à mesure qu'on s'approche de l'extrémité du barreau, ce qui était à prévoir.

Van Rees a trouvé que, dans un aimant en forme de barreau prismatique, les moments magnétiques des différentes sections décroissaient suivant une parabole de la même manière que pour un

barreau de fer aimanté. Ceci, d'après M. Siemens, n'a lieu que dans les aimants auxquels on a donné, pendant l'aimantation, un moment uniforme sur toute leur longueur. Lorsque la force magnétisante cesse d'agir, les aimants moléculaires tendent à reprendre les positions qu'ils occupaient avant l'aimantation : il en résulte un état d'équilibre qui est le même que dans le fer aimanté.

Dans un autre Mémoire, l'auteur a développé l'idée que, d'après la théorie d'Ampère, les aimants moléculaires devraient être considérés comme formés chacun de deux aimants élémentaires ou solénoïdes placés l'un en face de l'autre avec les pôles de sens contraire en regard. Ces deux aimants élémentaires tournent ensemble librement dans toutes les directions, sans éprouver aucune résistance, mais, sous l'effet d'une force magnétisante extérieure, chaque petit aimant tournerait par rapport à son voisin de manière à prendre tous les deux des positions semblables.

D'après l'auteur, les idées développées plus haut conduiraient à étendre la théorie d'Ampère et à admettre que tout l'univers est rempli de solénoïdes moléculaires accouplés, ou bien, de tourbillons d'éther, si l'on admet les idées de M. Edlund; et le nombre de ces tourbillons serait plus grand dans la matière magnétique que dans la matière non magnétique.

Le moment magnétique produit par une force magnétisante serait non seulement un effet direct du courant, mais surtout le produit de l'action mutuelle des aimants élémentaires contribuant à une rotation provoquée par le courant. L'auteur s'aperçoit d'une difficulté que rencontre cette dernière hypothèse : celle d'expliquer le retour des aimants à l'état initial après la suppression de la force magnétisante lorsqu'il n'y a pas de force coercitive, difficulté que l'auteur veut expliquer par un effet simultané de forces attractives et répulsives, qui produirait un état d'équilibre compatible avec les faits fournis par les expériences.

M. Krouchkoll.

MESURE DU POUVOIR ROTATOIRE MAGNÉTIQUE DES CORPS EN UNITÉS ABSOLUES;

PAR M. HENRI BECQUEREL.

Avant-Propos.

La détermination de la grandeur du pouvoir rotatoire magnétique des corps, en fonction des unités fondamentales de la Mécanique, le *centimètre*, la *masse du gramme* et la *seconde de temps* ou, comme on le dit généralement, en *unités absolues*, a une importance à la fois pratique et théorique.

Pratiquement la connaissance de ce nombre permet de mesurer très facilement, en unités absolues, l'intensité d'un champ magnétique quelconque, et l'intensité absolue d'un courant électrique. J'ai indiqué, l'année dernière (1), une disposition très simple, permettant de mesurer l'intensité absolue d'un courant électrique avec une précision qui n'est limitée que par l'exactitude avec laquelle est connue la constante qui fait l'objet du présent Mémoire.

Au point de vue théorique, il n'est pas moins intéressant de connaître l'expression numérique d'un phénomène qui relie les effets optiques aux actions magnétiques mesurées avec les mêmes unités.

Depuis Faraday, les travaux de divers physiciens, et notamment les recherches que j'ai publiées (2), ont montré quels étaient les rapports des pouvoirs rotatoires magnétiques d'un grand nombre de corps, solides, liquides et gazeux. Il suffit donc de connaître la valeur absolue du pouvoir rotatoire magnétique de l'un quelconque des corps étudiés, pour en déduire celle de tous les autres corps, en ayant soin de préciser dans chaque cas la température des corps et la longueur d'onde de la lumière dont on mesure la rotation du plan de polarisation.

Dans ces comparaisons, quelques observateurs ont rapporté leurs mesures au pouvoir rotatoire magnétique de l'eau. On prend plus

(1) *Comptes rendus*, t. XCVIII, p. 1253; 1884.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XII, 1877; t. XXI, 1880, et t. XXVII, 1882.

généralement pour type le sulfure de carbone, en raison de la grandeur qu'il présente et de la facilité avec laquelle on obtient ce liquide dans un état de grande pureté. Il faut alors avoir grand soin de préciser la température à laquelle sont faites les comparaisons.

En 1877, M. Gordon se proposa de mesurer le pouvoir rotatoire magnétique absolu du sulfure de carbone, en calculant l'intensité absolue du champ magnétique auquel était soumise une colonne de sulfure de carbone, à l'intérieur d'une bobine dont il évaluait les dimensions, et qui était parcourue par un courant électrique. Le nombre qu'il a obtenu est relatif à la lumière verte du thallium.

Malheureusement M. Gordon n'a pas précisé la température de ses expériences, il estime seulement qu'elle était voisine de 12°C. En ramenant, par un calcul dont les éléments se trouvent dans mes recherches antérieures, le résultat de M. Gordon à ce qu'il serait à 0°C. et pour les rayons jaunes d'une lampe à sodium, on trouve un résultat très voisin de celui qui se déduit des expériences présentes. Le plan de polarisation d'un rayon lumineux jaune D, traversant 1^{cm} de sulfure de carbone à 0°C. placé dans un champ magnétique égal à l'unité C.G.S., subirait une rotation de 0',0433 environ.

En 1882 (¹), j'avais eu occasion de déduire une évaluation de la même constante, en mesurant la rotation du plan de polarisation de la lumière sous l'influence du magnétisme terrestre. Dans les conditions de cette expérience, l'intensité absolue du champ magnétique, au milieu de la pièce où se trouvait l'appareil, était difficile à mesurer avec une grande exactitude, en raison de barres de fer qui existaient dans la maçonnerie. Outre cette condition, la difficulté qu'il y avait à connaître exactement la longueur d'onde des rayons lumineux a limité encore davantage la précision du résultat, bien que les mesures optiques fussent concordantes entre elles à plus de $\frac{1}{200}$ de leur valeur. Le nombre 0',046, qui résulte de ces expériences, paraît trop fort de $\frac{1}{17}$ de sa valeur.

L'écart entre le résultat que j'avais obtenu et celui de M. Gordon m'a conduit à reprendre la détermination de cette constante im-

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXVII, 1882.

portante par une méthode nouvelle, qui n'exigeât pas le calcul ou la mesure des dimensions des appareils, toujours difficile à faire avec exactitude, et qui conduisît à un résultat plus précis que les précédents.

Depuis ce moment deux observateurs ont exécuté les mêmes recherches par des méthodes différentes. En Angleterre, lord Rayleigh (1) a trouvé pour le sulfure de carbone à la température de 18° le nombre 0',0420 relatif aux rayons jaunes D, nombre qui à 0° donnerait 0',0430. A Strasbourg, M. L. Arons (2) a mesuré le pouvoir rotatoire magnétique absolu de l'eau, à la température de 23° environ. On déduirait de ces expériences, pour le sulfure de carbone à 0°, le nombre 0',0439.

Les présentes mesures ont été exécutées avec le sulfure de carbone à la température même de 0°C. La simplicité de la méthode et la précision des mesures permettent de répondre d'une approximation plus grande que celle des nombres que l'on vient de citer.

Méthode d'observation. — La méthode d'observation est fondée sur le théorème suivant :

Si l'on considère une bobine contenant N *tours de fil de forme et de diamètre quelconques parcourus par un courant* I, *et une droite indéfinie quelconque traversant l'intérieur de cette bobine, l'intégrale du champ électromagnétique total le long de cette droite, de* $-\infty$ *à* $+\infty$, *est égale à* $4\pi NI$.

On démontre aisément ce théorème, en observant que le long d'un contour fermé quelconque, traversant une seule fois la bobine, le champ magnétique total est $4\pi NI$ et qu'il en est de même le long d'une droite indéfinie qui peut être assimilée à un contour se fermant à l'infini.

Cela posé, si l'on imagine un tube indéfini rectiligne, traversant la bobine et plein de sulfure de carbone, un rayon lumineux polarisé traversant ce tube parallèlement à l'axe aurait son plan de polarisation dévié d'un angle correspondant à un champ magnétique égal à $4\pi NI$.

---

(1) *Proceed. of the Royal Society*, t. XXXVII; *voir* ci-après p. 464.
(2) *Wiedemann Ann.*, t. XXIV, 1885; *voir* ci-après p. 465.

La rotation R du plan de polarisation a pour expression

$$R = \alpha 4\pi NI,$$

α étant la constante qu'il s'agit de déterminer.

Si l'on connaît exactement le nombre N des tours de la bobine, la question se réduit à mesurer R et à déterminer la valeur absolue de I; on déduit alors α de l'expression donnée plus haut.

Pratiquement, le tube n'a pas besoin d'être indéfini. On se rend facilement compte de l'erreur que l'on commet en donnant au tube une longueur finie, si l'on dispose celui-ci dans l'axe d'une bobine circulaire.

Si l'on n'avait qu'un courant circulaire unique et que le tube fût limité en deux points équidistants du centre, d'où l'on vît sous un angle ω le rayon du cercle, le potentiel électromagnétique en ces points étant $2\pi I(1 - \cos\omega)$, on reconnaît que l'expression $(1 - \cos\omega)$ donne la valeur de la portion du champ magnétique total $4\pi I$, que l'on néglige depuis l'infini jusqu'à une distance déterminée du plan du courant.

Pour une bobine composée d'un grand nombre de spires, on peut faire le calcul pour chaque spire. Mais, généralement, on peut se borner à calculer $(1 - \cos\omega)$ pour les spires extrêmes, et l'on a ainsi une limite supérieure de l'erreur commise, en prenant pour la différence de potentiel magnétique aux extrémités du tube la valeur $4\pi NI$.

A une distance de 1^m d'une bobine de $0^m,05$ de diamètre, l'erreur n'atteint pas 0,0003.

Il suffit donc, pour appliquer la méthode, de disposer dans l'axe d'une bobine dont le nombre de tours est exactement connu un tube de 2^m à 3^m de longueur, d'établir aux extrémités un polariseur et un analyseur, et de mesurer la rotation du plan de polarisation de rayons de longueur d'onde connue, en faisant passer dans la bobine un courant dont on détermine d'autre part l'intensité absolue.

Pour l'application pratique, un tube de 1^m de longueur serait suffisant.

Un des avantages principaux de cette méthode, qui donne des résultats instantanés, est qu'elle n'implique aucune mesure des dimensions des appareils, et n'exige que la connaissance exacte du

nombre des tours d'une bobine, ce qui est facile à connaître au moment de l'enroulement.

Appareil optique. — L'appareil, qui a été construit avec grand soin dans les ateliers de M. J. Carpentier, se compose d'un tube en cuivre de $3^m,175$ de long et de $0^m,025$ de diamètre extérieur, fermé par des glaces parallèles et disposé au milieu d'une cuve en bois, dans laquelle on pouvait mettre de la glace ou de l'eau. Au milieu de la longueur du tube était disposée une bobine de fil bien isolé, dont le nombre des tours était exactement connu. L'ensemble de cet appareil était monté sur le banc du grand appareil de polarisation qui m'avait servi pour l'étude des pouvoirs rotatoires magnétiques des gaz et qui a été décrit dans les *Annales de Chimie et de Physique* (¹) et dans ce Recueil.

A l'une des extrémités est un brûleur à chlorure de sodium, et un gros polariseur à pénombres; de l'autre côté est un analyseur monté sur un cercle divisé dont le vernier donne la minute, et auquel est adaptée une lunette indépendante.

Pour éliminer toute cause d'erreur due à une imperfection de la division du cercle, on a utilisé, dans les diverses séries, des portions différentes de la graduation.

Le tube a été rempli de sulfure de carbone préalablement purifié et distillé.

Au cours des expériences, j'ai été conduit à faire usage de plusieurs bobines. Dans les séries définitives, j'ai employé deux bobines, l'une de $0^m,70$ de longueur, contenant 3256 tours d'un fil de cuivre de $0^m,0012$ de diamètre entouré de paraffine, et dont la dernière rangée avait un diamètre extérieur moyen d'environ $0^m,063$. Une épaisse couche de paraffine protégeait la bobine, qui a pu être plongée sous l'eau sans altération. La seconde bobine, que j'avais construite moi-même, à titre de contrôle, contenait 1038 tours; son diamètre extérieur était de $0^m,042$.

Dans plusieurs séries, un tube de verre a été substitué au tube de cuivre, et je me suis assuré que, dans les conditions des expé-

---

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXI, 1880, et *Journal de Physique*, 1re série, t. VIII, p. 198; 1879.

riences définitives, le faible magnétisme du cuivre du commerce n'apportait aucune perturbation appréciable dans les résultats.

D'après les dimensions de l'appareil, on a calculé pour chaque rangée des bobines la correction $(1 - \cos\omega)$ mentionnée plus haut, et il résulte de ce calcul que la correction moyenne à apporter dans la valeur du champ magnétique observé, pour qu'il fût égal à $4\pi NI$, était 0,000152 pour la bobine de 3256 tours et 0,000162 pour la bobine de 1038 tours.

Les deux bobines avaient été montées ensemble sur le tube en cuivre, de manière à pouvoir se prêter à un contrôle mutuel. On faisait traverser les deux bobines par le même courant, et l'on observait la somme des rotations magnétiques $R + r$ dues à chacune d'elles; puis on renversait le courant électrique dans la petite bobine seulement : on n'avait plus alors que la différence $R - r$ des rotations. On pouvait en déduire R et r et, comme l'intensité du courant était rigoureusement la même dans les deux bobines, le rapport des rotations devait être rigoureusement égal au rapport des nombres de tours de chaque bobine. L'exactitude avec laquelle les mesures optiques réalisaient cette condition pouvait servir de contrôle à la précision des mesures; le rapport théorique était 3,1368, et les rapports trouvés par expérience ont varié entre 3,136 et 3,138.

Mesure de l'intensité du courant. — L'un des points les plus délicats de ces recherches est la mesure absolue de l'intensité du courant électrique dans chaque expérience. Cette intensité a été déduite du poids d'argent déposé à l'électrode négative ou dissous à l'électrode positive d'un voltamètre à lames d'argent, pendant un temps déterminé. Les nombres donnés pour le poids d'argent déposé par seconde par un courant de 1 ampère (10^{-1} C.G.S.) sont

		mgr
D'après MM.	Kohlrausch..... ...	1,1183
»	Lord Rayleigh...	1,1180
»	Mascart	1,1156

On peut admettre $1^{mgr},118$ à 0,001 près.

La détermination de l'intensité absolue d'un courant par les dépôts électrochimiques d'argent est une opération difficile. Lorsque ce courant est trop fort, les dépôts ne se font pas régulière-

ment, ils ne sont pas adhérents, et l'on ne vérifie plus l'égalité des poids déposés au pôle négatif et dissous au pôle positif. On ne peut guère dépasser un courant de $\frac{1}{2}$ ampère. Avec un courant de $0^{amp},3$ à $0^{amp},4$ il convient de laisser passer le courant dans le voltamètre pendant quarante à cinquante minutes, afin d'avoir une précision suffisante dans les pesées.

L'observation exige tous les soins de l'observateur pour noter à chaque instant les petites variations qui peuvent survenir dans l'intensité du courant; il est donc difficile de faire en même temps de bonnes séries d'observations optiques. Ces déterminations ont été faites lorsque la constance du courant l'a permis, mais seulement à titre de contrôle. Le plus généralement, on a eu recours, comme intermédiaire, aux déviations d'un galvanomètre servant de témoin.

On comparait les rotations du plan de polarisation de la lumière, dans l'appareil, aux déviations du galvanomètre, et cette étude a permis de tracer une courbe donnant pour chaque déviation du galvanomètre la rotation correspondante; puis, après chaque opération, on pouvait intercaler dans le courant un voltamètre à argent, et mesurer les intensités absolues, correspondant à des déviations diverses du galvanomètre.

Le galvanomètre était un instrument apériodique du genre de ceux de M. Deprez, très habilement construit par M. Carpentier. Entre les branches verticales d'un fort aimant en fer à cheval est disposé un cadre contenant quelques tours de fil, et dont le plan médian coïncide avec celui de l'aimant. A l'intérieur du cadre, une lame rectangulaire de fer, très mince, est montée verticalement sur deux pivots. Dans le champ magnétique intense auquel elle est soumise, cette lame prend presque instantanément la direction des lignes de forces. Lorsqu'un courant passe dans le fil, elle prend sans oscillations sensibles une nouvelle position d'équilibre. Un miroir collé sur la lame permet de viser avec une lunette les divisions d'une échelle placée à $2^{m},570$ environ du miroir. Au moyen d'un grossissement convenable, on pouvait mesurer les déviations avec une grande précision. Un courant de $0^{amp},46$ donnait 350 divisions environ de déviation totale, lorsqu'on prenait les deux positions du miroir, obtenues en renversant le sens du courant. On estimait facilement le $\frac{1}{3}$ de division qui correspondait au $\frac{1}{1000}$ d'ampère environ.

Mesures expérimentales.

Les mesures optiques ont été faites, autant que possible, à 0° ou dans le voisinage de cette température. Cependant on a fait quelques autres déterminations très précises à des températures comprises entre 0° et 12°. Les nombres obtenus, comparés aux résultats des expériences à 0°, montrent que la variation du pouvoir rotatoire magnétique du sulfure de carbone avec la température est très fidèlement représentée, entre ces limites, par la formule donnée par M. Bichat (¹)

$$R = 1 - 0{,}00104\,t - 0{,}000014\,t^2;$$

aussi avons-nous fait usage de cette formule pour réduire à 0° quelques observations faites à diverses températures. On déterminait toujours les deux positions du plan de polarisation obtenues en renversant le sens du courant dans les bobines. La source de lumière était, comme on l'a dit plus haut, un brûleur à gaz dans la flamme duquel était placé un globule de chlorure de sodium fondu.

Lorsque le tube de cuivre était refroidi à 0°, la température de la pièce où se trouvait l'appareil étant 12°, il y avait précipitation de vapeur d'eau sur les glaces qui fermaient le tube. On a remédié à cet inconvénient en entourant chaque extrémité du tube d'une petite caisse en bois, fermée d'un côté par une glace parallèle, et dans laquelle on desséchait l'air par de l'acide sulfurique.

Les mesures optiques, comme on le verra plus loin, ont une précision très grande; les pesées des dépôts d'argent se font avec une exactitude qui atteint $\frac{1}{2000}$, comme le prouve le contrôle fourni par la comparaison entre l'augmentation de poids au pôle négatif et la diminution au pôle positif.

L'opération qui limite la précision est la comparaison intermédiaire avec le galvanomètre. Cet instrument, qui est apériodique, est très commode pour les mesures presque instantanées, comme celles de la rotation du plan de polarisation. Cependant il se présentait, même dans ce cas, quelques petites causes d'erreur. Lorsqu'on fait passer dans ce galvanomètre un courant un peu fort, de $0^{amp},4$ environ, la lame mobile, brusquement lancée, dépasse un

(¹) *Journal de Physique*, 1re série, t. VIII, p. 204; 1879.

peu sa position définitive, et y revient ensuite plus ou moins vite; en moins d'une minute l'équilibre est généralement atteint. En outre, il se produit parfois une perturbation plus grave : c'est que, pour un courant presque rigoureusement constant, la lame mobile se fixe parfois un peu au delà ou un peu en deçà de la position qu'elle devrait avoir. Ce déplacement, dans les conditions des expériences présentes, pouvait atteindre une division de l'échelle; il paraît dû à un léger déplacement des pivots au moment où la lame est brusquement déviée. En renversant le sens du courant et en faisant un nombre suffisant de lectures dans les deux sens, on éliminait presque complètement cette cause d'erreur. Lorsque le courant était rigoureusement constant, la moyenne des lectures l'était également.

Enfin il importait de faire les comparaisons dans des conditions identiques de température extérieure, sinon le magnétisme des aimants du galvanomètre pouvait varier légèrement. On a tenu compte de cette condition, dans les comparaisons dont il sera question plus loin.

Le courant électrique était obtenu au moyen de couples à sulfate de cuivre de grandes dimensions; il était presque rigoureusement constant; néanmoins on a vu que, par suite de l'usage du galvanomètre, il pouvait s'introduire accidentellement des erreurs atteignant $\frac{1}{300}$, et que l'on éliminait en partie, en opérant comme il a été dit plus haut.

Il eût été préférable de se passer du galvanomètre comme intermédiaire et de mesurer directement la rotation du plan de polarisation pendant que le courant traversait le voltamètre, mais dans ces conditions le courant n'était jamais constant et augmentait de quelques millièmes de sa valeur entre le commencement et la fin de l'opération. Les mesures optiques faites à chaque instant eussent indiqué les variations du courant; mais il eût fallu que, pendant les cinquante minutes que dure l'opération, l'œil ne quittât pas la lunette de l'analyseur, et ces conditions fatigantes ne sont pas favorables à des mesures très précises. La lecture du galvanomètre était plus rapide et, avec les précautions qui ont été prises, donnait des indications suffisamment exactes.

On vient de voir que le courant des couples à sulfate de cuivre, qui était constant pendant les expériences optiques, ne l'était plus

lorsqu'il traversait le voltamètre. Cette variation est due à ce que, pour rester autant que possible dans des conditions d'intensité assez voisines, on avait donné au voltamètre une résistance assez faible. Les lames d'argent présentaient chacune une surface immergée d'environ 1560^{mmq} et n'étaient éloignées que de 20^{mm}; par suite du passage du courant, le liquide s'échauffait et devenait meilleur conducteur, et en outre le dépôt d'argent qui pouvait atteindre $0^{mm},10$ diminuait la distance des électrodes de 0,005 de sa valeur. Pour ces diverses causes, le courant augmentait d'une manière continue. On mesurait alors les déviations du galvanomètre toutes les minutes, et parfois plusieurs fois par minute, on traçait une courbe des déviations par rapport au temps, et l'aire de cette courbe servait à calculer la déviation moyenne correspondant à un courant constant qui, pendant le même temps, aurait déposé dans le voltamètre l'argent que l'on avait recueilli. Pour faire les lectures du galvanomètre, on renversait fréquemment le sens du courant dans le galvanomètre seulement, et, afin que cette opération n'apportât aucune erreur dans la mesure du temps, on avait disposé un commutateur spécial permettant de renverser le courant en ne l'interrompant que pendant une très petite fraction de seconde. La somme totale des pertes de temps ne pouvait dépasser une seconde, ce qui, pour la durée totale de cinquante minutes, ferait une erreur inférieure à $\frac{1}{3000}$.

Les compteurs qui servaient à mesurer le temps avaient été exactement comparés au régulateur du Laboratoire.

Les pesées d'argent n'étaient considérées comme bonnes que lorsque le poids d'argent, déposé au pôle négatif, était égal au poids d'argent disparu au pôle positif. Généralement, pour 1^{gr} d'argent déposé, cette égalité se vérifiait à quelques dixièmes de milligramme près.

Le Tableau qui suit résume les résultats déduits chacun de nombreuses séries d'observations très concordantes entre elles.

Déviation du galvanomètre.	Rotation à 0°C R_0.	Intensité absolue du courant I.	Rapport $\frac{R_0}{I}$.
	Bobine de 3256 *tours.*		
		amp	
307,50	141,70	0,3984	355,69
330,15	152,86	0,4300	355,50
313,48	143,94	0,4055	354,97
322,52	148,50	0,4185	354,83
362,70	167,70	0,4722	355,14
Moyenne.....		355',22.	
	Bobines de 3256 *tours et de* 1038 *tours, accouplées, soit* 4294 *tours.*		
330,15	201,62	0,4300	468,88
313,48	189,85	0,4055	468,18
322,52	196,00	0,4185	468,33
Moyenne.....		468',46.	

En divisant les deux moyennes obtenues et correspondant à un courant de 1 ampère, par les nombres de tours de fil des bobines employées dans chaque cas, on trouve

$$\frac{355',22}{3256} = 0',1090970,$$

$$\frac{468,46}{4294} = 0',1090964.$$

Les deux quotients sont identiques à 0,000001 près. Cependant la comparaison des nombres de la dernière colonne du Tableau qui précède montre que l'on a pu faire des erreurs de $\frac{1}{500}$ environ; en raison de la multiplicité des mesures, le résultat moyen

$$0',1090967$$

paraît exact à $\frac{1}{800}$ de sa valeur.

Ce nombre correspond à la double rotation due à un seul tour de fil parcouru par un courant égal à 1 ampère. Pour un courant égal à l'unité C.G.S, ou à 10 ampères, on aurait une double rotation de

$$1',090967$$

par tour, soit une rotation simple de

$$0',5454183;$$

en divisant ce nombre par 4π, on a, pour la constante cherchée,

$$\alpha = 0',0434082,$$

et en ajoutant la correction mentionnée plus haut, relative à la longueur du tube, soit en moyenne 0,000157 de la valeur totale, ce qui équivaut à 0',0000068, on obtient

$$\alpha = 0',0431 \quad (\text{C.G.S.});$$

telle est la valeur de la rotation du plan de polarisation des rayons jaunes d'une lampe à sodium, traversant 1^{cm} de sulfure de carbone à 0°, dans un champ magnétique égal à l'unité C.G.S. On peut rappeler ici les nombres déduits des mesures faites par d'autres méthodes, et dont il a été parlé plus haut. On a :

D'après MM. Gordon.....	0',0433	Déduit de l'observation de la raie verte du thallium à 12°.
» Lord Rayleigh.	0,0430	Déduit de l'observation à 18°.
» L. Arons.....	0,0439	Calculé de l'observation avec l'eau à 23°.

Le nombre $\alpha = 0',04341$ auquel j'ai été conduit par la méthode et les expériences qui viennent d'être exposées paraît exact à $\frac{1}{800}$ environ de sa valeur.

Ce nombre permet de mesurer avec la même approximation l'intensité absolue d'un courant électrique par la méthode que j'ai proposée l'année dernière (¹), en faisant usage de la formule donnée plus haut et que l'on peut écrire

$$I = \frac{R}{4\pi N \alpha}.$$

SUR UN DISPOSITIF QUI PERMET D'OBTENIR SANS CALCUL LE POTENTIEL MAGNÉTIQUE DU A UN SYSTÈME DE BOBINES;

PAR M. G. LIPPMANN.

On sait que la détermination du potentiel magnétique dû à une bobine suppose, en général, que l'on connaisse les dimensions de

(¹) *Comptes rendus*, t. XCVIII, p. 1253; 1884.

chaque spire et que l'on évalue ensuite une série d'intégrales; le calcul est assez compliqué pour que la discussion de l'approximation numérique finale présente quelque difficulté. Il y a donc intérêt, au point de vue des mesures absolues qui impliquent la détermination d'un potentiel magnétique, à signaler un dispositif particulier qui fournit le résultat final à l'aide d'une formule simple et rigoureuse, n'exigeant ni mesures ni corrections.

Supposons qu'au lieu d'une seule bobine on en prenne trois pareilles α, β, γ; qu'on les dispose aux sommets d'un triangle équilatéral, et de telle manière que leurs axes soient les trois côtés d'un triangle équilatéral ABC.

Je dis que la variation du potentiel magnétique dû à ce système et pris de B en C est égale *exactement* au produit $4\pi ni$, i étant l'intensité du courant et n le nombre de spires portées par chaque bobine. Pour le démontrer, il suffit de remarquer que, si l'on prend l'intégrale des actions magnétiques exercées par la bobine α, considérée isolément, tout le long du contour du triangle ABC, cette intégrale est exactement égale à $4\pi ni$, parce que le contour du triangle est une ligne fermée. D'autre part, on peut remplacer l'action exercée par α sur le côté CA par l'action de γ sur le côté BC; de même, on peut remplacer l'action de α sur le troisième côté CA par l'action de β sur le côté BC; de sorte qu'en définitive l'action du système des trois bobines sur le côté BC est égale à la somme des actions exercées par α sur les trois côtés de ABC, c'est-à-dire à $4\pi ni$, ce qu'il fallait démontrer.

Donc, dans toutes les mesures où il sera nécessaire de connaître *a priori* l'intégrale des actions magnétiques dues à un courant i le long d'une droite finie BC, on pourra employer le système des trois bobines; et il sera plus simple d'employer trois bobines qu'une seule.

La démonstration donnée plus haut pour le cas du triangle équilatéral s'applique sans difficulté au cas d'un polygone régulier de n côtés.

SUR LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DE L'ALCOOL;

PAR M. G. FOUSSEREAU.

J'ai cherché à établir dans un travail antérieur (¹) que la conductibilité électrique de l'eau distillée s'accroît dans des proportions énormes quand on y ajoute quelques dix-millionièmes de son poids de substances acides, basiques ou salines. Il faut attribuer à cette cause l'altération très rapide que subit la conductibilité de l'eau dans les vases dont elle peut dissoudre les parois, particulièrement dans les vases de verre. La mesure de la résistance électrique constitue ainsi un contrôle d'une extrême délicatesse pour reconnaître si la pureté de l'eau est ou non troublée par le vase qui la renferme.

Il y avait lieu d'examiner si la même épreuve est applicable aux autres liquides les plus usuels, et si elle peut conduire à adopter de préférence certains récipients pour conserver ces liquides. J'ai entrepris cette étude pour l'alcool ordinaire, et je me propose de l'étendre à quelques autres corps.

Les résistances totales que j'ai eu à mesurer dépassant parfois 100 mégohms, je ne pouvais utilement les comparer aux étalons métalliques, beaucoup plus faibles, qu'on trouve dans le commerce. J'ai employé comme terme de comparaison la résistance d'un trait de crayon tracé sur une plaque d'ébonite, qui m'avait servi déjà dans mes expériences précédentes. Les mesures ont été effectuées par la méthode de M. Lippmann et avec les dispositions expérimentales décrites au § II, p. 194 du Mémoire cité plus haut.

Alcool absolu. — J'ai d'abord étudié plusieurs échantillons d'alcool absolu du commerce. Les résultats obtenus pour les résistances spécifiques à 15° ont été les suivants :

még.	még.
2,47	3,10
2,54	3,24
2,91	3,68 (²)

(¹) Voir *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. IV, p. 210; 1885.

(²) M. Kohlrausch (*Pogg. Ann. Ergänzungsbd.*, VIII, p. 1) a obtenu pour la

Les écarts entre ces nombres sont trop grands pour être attribués aux erreurs d'observation. Les conditions de préparation et de conservation de l'alcool influent donc notablement sur sa résistance électrique. Il convient d'examiner dans quelle mesure l'addition d'eau ou de matières salines modifie cette résistance.

Addition d'eau à l'alcool. — J'ai ajouté à des échantillons d'un même alcool des poids croissants d'une eau distillée environ dix fois plus conductrice que l'alcool observé. Les résistances de ces mélanges sont consignées dans le Tableau suivant (¹) :

Richesses en alcool.	Résistances.	Richesses en alcool.	Résistances.
1	9,71	0,390	2,59
0,991	9,14	0,254	1,79
0,980	8,53	0,178	1,42
0,915	7,26	0,069	0,97
0,822	6,22	0,030	0,895
0,621	4,28	0,012	0,92
0,528	3,52	0	1,01

On voit que la résistance va d'abord en décroissant à partir de l'alcool absolu, atteint un minimum peu différent de la résistance de l'eau, quand il n'y a plus que $\frac{3}{100}$ d'alcool, puis croît ensuite jusqu'à la résistance de l'eau. Mais il faut toujours une altération notable de la composition pour produire un changement notable de la résistance électrique. Il est donc difficile d'attribuer à la petite quantité d'eau retenue par l'alcool absolu du commerce les écarts que nous avons signalés entre les résistances des divers échantillons de ce corps. Mais ces traces d'eau peuvent agir indirectement en favorisant la dissolution des substances contenues dans les parois des récipients.

Addition de sels à l'alcool. — Il se produit en effet un trouble

---

résistance de l'alcool absolu des nombres compris entre $0^{mégs},47$ et $3^{mégs},14$, après une série de distillations dans des vases de verre. Ces mesures ont été faites par la méthode des courants alternatifs, qui est très incertaine pour la détermination des grandes résistances.

(¹) La première colonne du Tableau donne les poids d'alcool contenus dans 1^{gr} du mélange, la seconde les résistances observées, en prenant pour unité celle du trait de crayon comparé à la colonne liquide. Les températures des différents mélanges ont toutes été comprises entre 20°,3 et 21°,7.

extrêmement grand, quand on ajoute à l'alcool une trace de sels inappréciable par les réactifs. J'ai reconnu ce fait en ajoutant à un poids connu d'alcool un poids connu et très petit d'une dissolution renfermant $\frac{1}{2000}$ de chlorure de sodium. Une petite quantité de ce premier mélange fut ensuite ajoutée à une autre masse d'alcool. Les résistances obtenues varient comme il suit :

Proportions de Na Cl.	Résistances.
0	1
$\frac{1}{2630000}$	0,527
$\frac{1}{162000}$	0,125

Une dissolution titrée de potasse a donné un résultat analogue.

Proportions de KO HO.	Résistances.
0	1
$\frac{1}{1320000}$	0,295
$\frac{1}{66100}$	0,0348
$\frac{1}{2540}$	0,00160

L'addition des acides produit des effets semblables. Il suffit donc d'ajouter à l'alcool quelques dix-millionièmes de substances salines, acides ou basiques, pour doubler sa conductibilité. L'effet observé est même plus sensible que pour l'eau, l'alcool étant plus isolant que cette dernière.

Altération de l'alcool par le verre. — Il est naturel de penser, d'après ces résultats, que les récipients de verre, formés en partie de silicates alcalins, augmenteront la conductibilité de l'alcool en se dissolvant dans ce liquide ou dans la trace d'eau qu'il retient. On reconnaît en effet, très aisément, que cette altération se produit, en général, plus vite encore que pour l'eau. Elle est surtout très rapide quand on introduit dans un vase de verre un échantillon d'alcool très isolant recueilli dans un récipient de porcelaine. J'ai observé dans ces conditions les résistances suivantes :

Séjour dans le verre.	Résistances.
0 jours	1
1 »	0,770
2 »	0,699
12 »	0,505

Je citerai encore, comme exemple frappant de cette altération,

les mesures que j'ai faites sur un alcool absolu préparé avec des précautions particulières, et conservé pendant deux ans au Laboratoire de Chimie de l'École Normale, dans un flacon de verre plein et bouché. Plusieurs mesures faites sur cet alcool m'ont donné pour sa résistance spécifique des résultats bien concordants, dont la moyenne est

$$0^{\text{még}},278.$$

Ce nombre est de 9 à 13 fois plus faible que les résultats relatifs aux alcools absolus du commerce. Cet alcool manifestait, du reste, la trace de sels de soude qu'il contenait par la coloration jaune prise par la flamme d'un bec Bunsen, après la combustion complète d'une petite quantité de cet alcool sur une lame de platine.

Quand l'alcool est chauffé dans le verre au-dessus de 40°, l'altération devient beaucoup plus rapide. Avec certains verres, la conductibilité double alors en quelques minutes.

Le changement de résistance de l'alcool est, au contraire, extrêmement lent dans la porcelaine, substance formée de sels peu solubles dans ce liquide.

Maximum de résistance. — Les faits qui précèdent montrent que les impuretés les plus ordinaires de l'alcool sont de nature à augmenter, par leur présence, sa conductibilité. Il paraît donc vraisemblable que l'alcool le plus isolant sera celui qui se rapprochera le plus de l'état de pureté. Il y a, par conséquent, intérêt à rechercher quelles conditions fournira, dans l'état actuel de la Science, ce maximum de résistance, sans qu'on puisse toutefois se flatter de posséder ni la vraie résistance théorique, ni la pureté absolue du réactif.

Pour éliminer l'influence du verre, j'ai fait recueillir à l'usine de M. Billault de l'alcool absolu dans des vases de porcelaine. Cet alcool est, du reste, préparé dans un alambic en cuivre où il en passe fréquemment de grandes quantités. On doit donc obtenir ainsi le meilleur résultat dont le procédé de fabrication usité dans le commerce soit susceptible.

J'ai observé deux échantillons de cet alcool. Le premier, recueilli dans un vase de porcelaine vernissée, a présenté une résis-

tance de

$$5^{\text{mégs}},14;$$

le second, recueilli dans de la porcelaine non vernissée, a donné

$$5^{\text{mégs}},44,$$

à la même température 15°. Ces deux nombres, notablement supérieurs à tous ceux que j'avais obtenus précédemment, mettent hors de doute la supériorité des conditions de conservation. De plus, le second est un peu supérieur au premier, et l'échantillon contenu dans la porcelaine non vernissée présentait encore au bout de six jours une résistance égale à

$$5^{\text{mégs}},24,$$

tandis que le second échantillon s'altérait un peu plus rapidement. Il semble donc que le vernis intérieur fournisse encore à l'alcool quelques traces de matières solubles, et qu'il soit préférable d'en rejeter l'emploi.

Enfin M. Delachanal, directeur du Bureau de contrôle des alcoomètres, a bien voulu mettre à ma disposition quelques échantillons d'alcool au minimum de densité, préparé par une série de distillations convenablement alternées, en présence de la chaux et de la baryte anhydres. Deux échantillons de cet alcool, provenant d'une même opération, m'ont d'abord été remis, l'un dans un vase de porcelaine, l'autre dans un vase de verre, le 15 juillet 1885. Ils ont été observés moins de deux heures après leur préparation. Le premier m'a donné à 15° la résistance

$$7^{\text{mégs}},031,$$

la plus grande que j'aie obtenue. Cet alcool paraît donc être le plus pur que l'on sache, actuellement, préparer. L'autre échantillon, altéré déjà par son séjour dans le verre, a donné seulement

$$2^{\text{mégs}},823.$$

Six jours plus tard, une nouvelle préparation d'alcool fut exécutée pour contrôler le premier résultat. Le nouvel échantillon recueilli, comme le premier, dans un vase de porcelaine, a donné, à la même température,

$$6^{\text{mégs}},899.$$

Ce nombre diffère du premier de moins de $\frac{1}{80}$ de sa valeur. Cet écart doit évidemment être mis sur le compte des causes d'erreur de toute nature que présentent de semblables mesures. Il y a lieu de regarder les résultats comme concordants entre eux et comme établissant la supériorité du dernier mode de préparation et celle des vases de porcelaine pour la conservation de l'alcool [1].

Influence de la température. — J'ai cherché comment varie la résistance de l'alcool quand on change sa température. Cette opération présente quelques difficultés, à cause de l'altération progressive de l'alcool par les parois mêmes de l'appareil de mesure. On ne peut opérer avec exactitude aux températures supérieures à 25°. Pour éliminer les erreurs tenant à l'altération du liquide, on faisait une première mesure en opérant à la température ordinaire. On portait ensuite l'appareil à une température différente, puis on le ramenait à la température ordinaire pour faire une nouvelle observation. La moyenne du premier et du dernier résultat était considérée comme comparable au résultat intermédiaire. On peut, du reste, en opérant rapidement, faire en sorte que l'écart entre les observations extrêmes ne dépasse pas $\frac{1}{100}$ des nombres trouvés.

Les résistances R_t et $R_{t'}$ aux deux températures t et t' peuvent toujours être liées par une relation de la forme

$$R_t = R_{t'} \times \alpha^{t'-t}.$$

Si la résistance décroissait en progression géométrique, quand la température croît en progression arithmétique, le coefficient α serait une constante et représenterait le facteur par lequel la résistance est multipliée pour chaque abaissement de température d'un degré.

La valeur de α a été déterminée pour chaque groupe d'expériences. Elle diminue quand la température s'élève. J'ai obtenu les valeurs moyennes suivantes :

---

[1] La résistance de l'alcool le plus isolant vaut sensiblement dix fois celle de l'eau la plus isolante que j'aie observée.

Entre	$-19^{\circ},5$	et $+17^{\circ}$	$\alpha = 1,0156$
»	0	et $+15$	$\alpha = 1,0147$
»	$+12$	et $+24$	$\alpha = 1,0135$

Ces mesures ont été répétées avec plusieurs échantillons d'alcool différemment résistants. Les écarts observés entre les valeurs de α relatives aux mêmes températures ne dépassent pas les limites des erreurs d'observation. L'influence de la température paraît donc être la même sur les résistances des divers échantillons d'alcool anhydre.

J'ai établi dans un précédent Mémoire que les résistances de l'eau distillée et de plusieurs sels fondus aux diverses températures varient proportionnellement aux coefficients de frottement intérieur des mêmes corps. Le même fait a été précédemment signalé par M. Grossmann, pour certaines dissolutions salines. Cette relation simple ne se vérifie pas pour l'alcool, dont le coefficient de frottement varie beaucoup plus vite que la résistance. C'est ce qui résulte des valeurs suivantes du coefficient β de variation du frottement intérieur par degré de température :

Entre	-12°	et $+22^{\circ}$.....	$\beta = 1,0219$
»	$+10$	et $+25$.....	$\beta = 1,0206$
»	$+12$	et $+50$.....	$\beta = 1,0194$

Les deux derniers de ces résultats sont déduits des expériences de M. Wijkander [1]. Le premier est tiré de mes propres expériences qui ont été exécutées en comparant les durées d'écoulement de l'alcool à différentes températures à travers un même tube capillaire.

Les valeurs de α et de β sont trop différentes pour qu'on puisse regarder les écarts comme accidentels. Le phénomène de la conductibilité électrique se présente donc pour l'alcool avec un degré de complication plus grand que pour l'eau et les sels.

---

[1] Wijkander, *Beiblätter*, t. III, p. 8.

SUR LES DÉCHARGES DISRUPTIVES A TRAVERS LES CORPS SOLIDES ET LIQUIDES;

PAR MM. TERQUEM ET DAMIEN.

Les propriétés optiques des décharges disruptives à travers les gaz et les vapeurs ont été étudiées depuis trente ans avec un très grand soin par un grand nombre d'observateurs. On sait que l'étincelle électrique, produite dans ces conditions, a pour effet de rendre incandescentes les molécules plus ou moins dissociées du milieu qu'elle traverse et de donner, avec les molécules réduites à l'état atomique, les spectres du second ordre de Plücker, c'est-à-dire à bandes lumineuses étroites, et avec les molécules des gaz simples non dissociées, ou celles des gaz composés, des spectres continus avec de larges bandes obscures (spectres du premier ordre). Ces deux spectres coexistent souvent ou se succèdent l'un à l'autre quand on augmente l'intensité de la décharge, surtout au point de vue de la quantité d'électricité, plutôt que du potentiel.

Aucun ouvrage d'électricité ou de spectroscopie ne parle des radiations émises par les étincelles électriques se produisant dans un diélectrique solide ou liquide. Il nous a semblé intéressant de rechercher de quelle nature sont ces radiations.

Nous avons pris d'abord une lame de glace de 1^{cm} d'épaisseur environ, qui a été percée par la décharge d'une machine de Holtz à l'aide du procédé habituellement employé, c'est-à-dire en plaçant la lame enduite d'huile entre deux autres lames de verre que traversent les électrodes. On peut facilement examiner l'étincelle avec un spectroscope à travers la tranche de la lame de verre, même sans l'avoir dressée ni polie.

1° Si l'on emploie une décharge faible, celle de la machine en supprimant les bouteilles de Leyde, on observe d'abord un *spectre continu* dans lequel se détachent, au bout de quelque temps, quelques raies brillantes dans le jaune et le violet, dues à l'air qui s'introduit peu à peu dans le canal que traverse l'étincelle.

2° Si l'on augmente légèrement l'intensité de la décharge en ajoutant les bouteilles, mais sans mettre aucune interruption sur le trajet des deux conducteurs allant de la machine à la lame de

verre, ou bien avec une très petite interruption, on voit la ligne D du sodium apparaître comme ligne brillante dans le spectre continu.

3° En augmentant encore l'intensité de la décharge, par un plus grand écartement, la ligne D brillante est subitement remplacée par une raie noire produite par l'absorption de l'atmosphère gazeuse de la vapeur de sodium autour de l'étincelle.

Nous avons essayé d'autres substances transparentes, en cherchant, autant qu'il était possible, à empêcher la rentrée de l'air dans le canal traversé par l'étincelle. Les substances cristallisées, telles que le sel gemme, le spath, sont immédiatement brisées.

D'autres substances solides, telles que le quartz, le flint (à base de potasse), la résine copal, ont donné également un spectre continu, sans aucune raie brillante, tant que l'air n'avait pas pu pénétrer sur le trajet de l'étincelle.

Nous avons essayé ensuite l'eau et divers liquides.

Pour l'eau, même distillée, il est presque impossible d'obtenir des décharges disruptives avec la machine de Holtz, même en isolant jusqu'à leur extrémité et avec le plus grand soin les fils de platine entre lesquels elle se produit. Il faut produire une notable interruption dans les conducteurs; les étincelles sont alors très discontinues et leur étude spectroscopique très fatigante, d'autant plus que cette étincelle est excessivement brillante. Il faut, de plus, prendre des vases très larges pour éviter que la décharge ne les brise.

Nous avons préféré nous servir, dans ce cas, d'une grande bobine de Ruhmkorff donnant dans l'air une étincelle de $0^m,28$ entre un plateau négatif et une pointe positive; on ajoutait en outre à la bobine quatre grandes jarres placées en dérivation, et un interrupteur à distance variable interposé sur un des conducteurs empêchait le courant induit d'être fermé d'une manière continue par le liquide. Avec l'eau distillée, comme avec d'autres liquides isolants, tels que le pétrole, nous avons toujours obtenu un spectre continu très brillant, remarquable surtout par l'intensité et l'étendue de la partie violette, qui dépassait de beaucoup le champ d'un spectroscope employé pour l'étude d'un spectre solaire, dans lequel la ligne H est vers la limite de visibilité. L'adjonction d'une substance fluorescente au liquide n'a rien changé à l'aspect du spectre.

Nous avons voulu essayer l'eau salée, mais il nous a été impossible de faire passer des décharges disruptives par le procédé précédent; il faut employer des décharges d'une batterie, ce qui est très incommode au point de vue de l'observation.

Comment expliquer ces phénomènes?

Il semble probable que la décharge doit provoquer la décomposition des molécules liquides qui la transmettent; mais les gaz incandescents, provenant de cette décomposition, donnent un spectre continu, comme les gaz en combustion; la plus grande quantité de ces gaz se recomposent immédiatement après le passage de l'étincelle, une faible partie se dégage. De plus, on doit admettre que la pression de ces gaz doit être très considérable au moment de leur production, ce qui expliquerait l'éclat de l'étincelle. Il serait difficile de supposer, en effet, des molécules d'eau portées à l'incandescence par le passage de la décharge.

A PROPOS DU MÉMOIRE DE M. FRÖLICH, SUR LA MESURE DE LA CHALEUR SOLAIRE;

PAR M. ALFRED ANGOT.

Dans un récent numéro de ce Journal (juillet, p. 336), M. Damien a donné l'analyse d'un Mémoire de M. G. Frölich sur la mesure de la chaleur solaire, publié en allemand dans les *Annales de Wiedemann* (t. XXI, 1884) et en français dans les *Annales de Chimie et de Physique* (t. III, 1884). L'auteur arrive à des conclusions qui, si elles étaient admises, auraient la plus grande importance en Météorologie; on m'excusera donc de revenir sur ce sujet après M. Damien.

M. Frölich commence ainsi : « On admet en Météorologie que la chaleur solaire est constante. » Je ne sais si cette opinion a jamais été formulée expressément; mais, en tous cas, elle n'est pas aussi absolue que le dit M. Frölich. Bien que l'on désigne d'ordinaire sous le nom de *constante solaire* la quantité de chaleur envoyée par le Soleil pendant l'unité de temps, on est tout disposé à admettre que cette quantité puisse éprouver de petites variations; mais, d'autre part, on est forcé de reconnaître que jusqu'à

présent les observations n'ont pas présenté un caractère de précision suffisant pour mettre ces variations en évidence. Le premier, M. Frölich a trouvé des variations considérables; je pense que ces résultats ne peuvent être admis sans discussion.

Pour déterminer la valeur de la constante solaire, I_0, M. Frölich emploie la méthode ordinaire; il mesure la quantité de chaleur I reçue à un moment où la hauteur du Soleil est h et l'épaisseur d'atmosphère traversée par les rayons ε. En appelant p le *coefficient de transparence,* ou fraction de la chaleur totale qui parviendrait jusqu'au sol si les rayons traversaient normalement l'atmosphère, on a

$$I = I_0 p^{\varepsilon}.$$

Plusieurs observations faites le même jour à des hauteurs différentes du Soleil permettent de calculer, pour ce jour, les valeurs de I_0 et de p, supposées constantes.

Il y a déjà là une première difficulté : la composition de l'atmosphère reste très rarement assez constante sous nos climats pour que, dans l'intervalle de cinq ou six heures, on puisse admettre que le coefficient de transparence conserve la même valeur.

Une autre difficulté se rencontre dans le calcul de l'épaisseur atmosphérique ε traversée par les rayons; on est encore loin d'être fixé sur la valeur qu'il convient d'adopter pour cette quantité. Bouguer, Lambert, Laplace, Maurer ont donné des formules qui permettent de calculer ε en fonction de la hauteur du Soleil. Toutes ces formules concordent tant que la hauteur du Soleil dépasse 20°, ce qui correspond à peu près à $\varepsilon = 2,9$; mais, pour des hauteurs plus faibles, la divergence va rapidement en augmentant, à tel point qu'à 10° de hauteur du Soleil l'inverse de p^{ε}, c'est-à-dire le nombre par lequel il faut multiplier l'intensité observée I pour en déduire I_0, serait 3,98 d'après Bouguer et Laplace, 3,53 d'après Maurer et 3,40 d'après Lambert. Dans l'état actuel de la Science on n'a guère de raison pour décider quelle est celle de ces formules que l'on doit préférer. On voit donc que, pour déterminer la constante solaire I_0, il faut de toute nécessité n'employer que des observations dans lesquelles la hauteur du Soleil ne descend pas au-dessous de 20°. M. Frölich a adopté la formule de Lambert, dans laquelle l'atmosphère est considérée

comme ayant partout la même densité et qui donne certainement pour ε des valeurs trop faibles quand le Soleil est bas sur l'horizon ; dans ses observations, la hauteur du Soleil est descendue fréquemment au-dessous de 20° et même de 10°. Cela introduit certainement dans les résultats une nouvelle cause d'incertitude.

Ce n'est pas là toutefois, à mon avis, que se trouvent les objections principales que l'on peut faire aux résultats indiqués par M. Frölich, mais dans la méthode même d'observation. Certains points de détail ont déjà été critiqués par M. Vogel (¹); nous ne nous occuperons donc que du principe même de la méthode.

Celle-ci consiste à recevoir les rayons solaires sur une pile thermoélectrique. On n'obtient ainsi que des valeurs relatives, qui dépendent de la sensibilité du galvanomètre, de la résistance du circuit et de toutes sortes de circonstances qu'on ne peut évaluer ; il faut donc, après les observations faites sur le Soleil, déterminer, au moyen d'une source de chaleur constante, la valeur absolue de l'unité arbitraire variable, en fonction de laquelle sont exprimés provisoirement les résultats de chaque série. C'est dans cette dernière détermination que me paraît être le défaut de la méthode. Après plusieurs essais infructueux, M. Frölich a été forcé d'adopter comme source de chaleur constante une lame de métal noircie et chauffée à 100° par de la vapeur d'eau. Or une pareille lame produit sur la pile un effet beaucoup plus faible que le Soleil ; pour pouvoir apprécier cet effet, il faut modifier les conditions de l'expérience et diminuer en particulier la résistance du circuit. Les courants propres de la pile, conséquence de l'inégale distribution de température dans l'enveloppe, reparaissent alors et l'on est obligé de faire à la température une correction assez importante. L'auteur n'indique pas avec assez de détail les conditions de chaque expérience, résistance du circuit, distance de la plaque à la pile, etc., pour qu'il soit possible de préciser absolument ces critiques. Mais il est aisé de comprendre qu'il peut y avoir là de nombreuses causes d'incertitude. Les séries faites sur le Soleil semblent présenter toute garantie ; mais il ne paraît pas en être de

(¹) H.-C. Vogel, *Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn Dr O. Frölich über die Messung der Sonnenwärme* (*Wied. Ann.*, t. XXI, p. 615).

même des expériences de comparaison, et par suite on peut douter jusqu'à nouvel ordre des valeurs absolues indiquées par M. Frölich et par suite de la variabilité de la constante solaire, au moins dans les limites qu'il a trouvées.

Passons maintenant à l'examen des nombres eux-mêmes. M. Frölich n'a pu, jusqu'ici, obtenir que cinq séries complètes, comprenant les expériences de comparaison avec la lame chauffée à 100°, expériences indispensables pour rapprocher les uns des autres les nombres obtenus à des jours différents. Remarquons en passant que ces expériences ont été faites près de Berlin, à proximité d'une grande ville, ce qui n'est déjà pas une condition bien favorable pour des mesures actinométriques. Voici les nombres que donne M. Frölich pour la valeur de la constante solaire I_0, dans les cinq jours où les expériences complètes ont pu être faites :

29 juin 1883	574	12 septembre 1883	573
1er juillet 1883	564	15 octobre 1883	555
14 août 1883	607		

Dans d'autres publications, M. Frölich a donné pour les mêmes séries des résultats un peu différents, sans indiquer la cause de cette différence; nous nous en tiendrons aux nombres précédents, publiés dans les *Annales de Wiedemann*.

Tout d'abord M. Frölich ne dit pas qu'il ait tenu compte de la variation de distance du Soleil à la Terre, ce qui est cependant indispensable, car, en supposant la constante solaire invariable, sa valeur apparente changerait environ de 7 pour 100 entre le périhélie et l'aphélie. En multipliant les nombres donnés ci-dessus par le carré de la distance du Soleil à la Terre à l'époque considérée, pour les ramener à la distance 1, on obtient les valeurs

29 juin 1883	594	12 septembre 1883	580
1er juillet 1883	583	15 octobre 1883	551
14 août 1883	623		

L'écart entre les nombres extrêmes est de 72, soit $\frac{1}{8}$ de la valeur moyenne.

En comparant ces nombres aux variations des taches du Soleil, M. Frölich trouve que la chaleur solaire paraît varier en raison

inverse du développement des taches. En effet, aux jours indiqués plus haut ou aux jours les plus voisins, quand la mesure des taches solaires n'a pu être faite ce jour-là même, on a trouvé à l'observatoire de Potsdam, d'après M. Vogel, que la surface totale occupée par les taches, en fraction de la surface entière du Soleil, était :

29 juin.....	0,00226	12 septembre.....	0,00101
2 juillet.....	0,00165	15 octobre	0,00329
14 août.....	0,00013		

Il y a entre les deux séries de nombres une certaine concordance. M. Vogel, en discutant les résultats de M. Frölich, n'hésite pas à attribuer cette concordance au hasard; il me paraît difficile de ne pas partager cette opinion. Si une variation de $\frac{2}{1000}$ à $\frac{3}{1000}$ dans la surface du Soleil couverte par les taches entraînait une variation de $\frac{1}{8}$ dans la chaleur rayonnée par le Soleil, on ne comprendrait pas comment l'influence des taches du Soleil ne se serait pas révélée avec la plus grande netteté dans les observations de la température, qui sont faites régulièrement et avec beaucoup de soin sur tout le globe. Or on sait que les nombreuses tentatives faites jusqu'à ce jour pour mettre en évidence dans les variations de température l'influence des taches solaires n'ont conduit en somme à aucun résultat bien net. Il est donc très probable que les nombres trouvés par M. Frölich, le 14 août et le 15 octobre, nombres qui s'écartent beaucoup des trois autres, présentent quelque cause d'erreur qui doit se trouver dans la détermination du coefficient de réduction des observations.

Malgré ces critiques, nous n'hésitons pas à reconnaître le très grand intérêt des recherches de M. Frölich. Il serait de la plus haute importance pour la Météorologie que des observations régulières fussent faites sur le Soleil, afin de rechercher si la quantité de chaleur qu'il nous envoie reste constante ou varie avec le temps, car presque tous les phénomènes météorologiques, sinon tous, doivent, en dernière analyse, pouvoir être expliqués par la chaleur solaire et la manière dont elle agit sur les différentes parties de la surface du globe, montagnes, plaines ou océans. C'est un sujet d'études que l'on ne saurait trop recommander. Mais nous pensons que ces études ne pourront conduire à quelque ré-

sultat certain que si elles sont continuées pendant longtemps et satisfont aux conditions suivantes :

1° Rejeter toutes les observations faites dès que la hauteur du Soleil descend au-dessous de 20°;

2° Opérer loin des villes et autant que possible à une grande altitude, afin de diminuer l'influence de l'absorption atmosphérique;

3° Employer pour les observations des instruments qui donnent des indications absolues, ou tout au moins des instruments qui donnent des indications relatives restant toujours directement comparables à elles-mêmes, ou qui puissent être gradués facilement par comparaison avec un phénomène constant, dont l'action soit du même ordre de grandeur que celle que l'on veut évaluer;

4° Répéter simultanément les observations dans deux ou plusieurs stations, de manière à avoir un contrôle des résultats, qui devront varier partout de la même manière.

LORD RAYLEIGH et Mme SIDGWICK. — Preliminary note on the constant of electromagnetic rotation of light in bisulphide of carbon (Note préliminaire sur la constante de la rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière dans le sulfure de carbone); *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVII, p. 146; 1884.

Le tube rempli de sulfure de carbone se trouvait à l'intérieur d'une spirale de 3684 spires. L'échauffement gênait beaucoup; il se produisait des courants à l'intérieur du liquide. La rotation s'observait à l'aide d'un nicol ou d'un prisme biréfringent. La bobine était entourée d'une autre bobine auxiliaire que traversait le courant d'un élément Leclanché. Elle servait à rétablir d'une manière plus exacte l'égalité des deux champs de l'appareil à pénombre.

La lumière traversait le tube trois fois et la rotation variait de 9° à 19° pour la lumière de sodium, l'intensité du courant étant de $\frac{1}{2}$ à 1 ampère.

Après avoir fait la correction de température par la formule de M. Bichat, le double de la rotation était de 1124′,1 à 1132′ pour la température de 18° et pour un courant de 1,5 ampère, environ. En moyenne, cette double rotation, déduite de 15 expériences,

était de 1128′,4. Les quatre séries d'expériences suivantes ont donné 1127′,4.

On obtient, comme résultat final, pour la rotation correspondant à 18° et à une différence de potentiel égale à l'unité, 0′,042002.

En 1882, M. H. Becquerel avait trouvé pour 0° une rotation de 0′,0463, ce qui donnerait, pour 18°, 0′,0452. Ce nombre est de 7 pour 100 plus grand. M. Gordon avait trouvé pour la lumière de thallium 0′,05238; d'où l'on tire pour la lumière de sodium, d'après la formule de M. Becquerel et de Verdet, 0′,04163 pour 13°, par suite 0′,0413 à 18°, c'est-à-dire un nombre de 2 pour 100 plus faible. M. Krouchkoll.

L. ARONS. — Messung der Verdet'schen Constante im absoluten Werth (Mesure de la constante de Verdet en valeur absolue); *Wied. Ann.*, t. XXIV, p. 161; 1885.

La constante de Verdet est le rapport de la rotation électromagnétique estimée en longueur d'arc, produite par une colonne d'une substance transparente, à la différence de potentiel à ses deux extrémités. La méthode employée par l'auteur pour la déterminer est absolument identique à celle décrite depuis par M. H. Becquerel (1) : Un long tube, contenant de l'eau, est introduit dans l'axe d'une bobine parcourue par un courant d'intensité connue. Si le tube était indéfini dans les deux sens, la différence de potentiel aux extrémités serait $2n\pi I$, n étant le nombre des spires de la bobine. Le tube étant très long par rapport à la bobine, la correction à faire subir à ce nombre ne montait qu'à 0,16 pour 100 de sa valeur. Les dimensions de la bobine n'ont donc besoin que d'être approximativement connues. L'intensité était mesurée par un galvanomètre avec shunt. Avant et après chaque mesure, on déterminait les résistances du galvanomètre et de la dérivation, ainsi que la constante galvanométrique. Pour connaître cette dernière, on faisait passer dans le galvanomètre un courant, dont l'intensité, mesurée par la décomposition de l'azotate d'argent, était réglée de manière à obtenir la même déviation que pendant

---

(1) *Comptes rendus*, t. C, p. 1374, 1885; *voir* ci-dessus, p. 437.

les mesures de rotation du plan de polarisation. On a trouvé ainsi, pour l'eau à 23° et pour la lumière du sodium,

$$\omega = 0{,}3767 \times 10^{-5},$$

nombre donné comme exact, à $\frac{1}{500}$ près.

J. Macé de Lépinay.

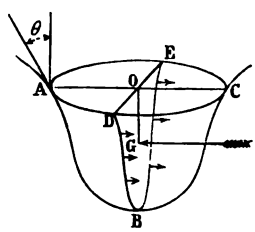
A.-M. WORTHINGTON. — Note on a point in the theory of pendent drops (Détermination de la tension superficielle au moyen des gouttes liquides suspendues); *Phil. Mag.*, 5e série, vol. XVIII, p. 467; 1885.

On peut déterminer la tension superficielle d'un liquide en considérant le contour d'une goutte de celui-ci, suspendue à une baguette de section circulaire. La difficulté consiste à mesurer, même sur une photographie, l'angle θ formé par les tangentes à la courbe à différents niveaux avec la verticale.

Cette détermination n'est aisée qu'aux points où cet angle est sensiblement nul. La méthode suivante permet de se contenter d'une mesure unique faite dans ces conditions.

Si l'on considère l'équilibre des forces verticales appliquées à la masse du liquide située au-dessous d'un certain plan horizontal AC (*fig.* 1), on égalera la composante verticale de la tension

Fig. 1.



superficielle T le long de la circonférence ADCE au poids P du liquide situé au-dessous de celle-ci, plus la pression supportée par la surface ADCE.

Si l'on désigne par x la distance inconnue de cette section à la surface libre, et par Δ le poids spécifique du liquide, on a

$$(1) \qquad T\cos\theta \times \pi\, AC = P + \pi . \overline{AO}^2 \times x \times \Delta.$$

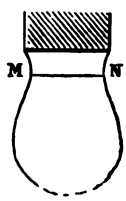
Considérons encore la condition d'équilibre relative aux forces situées dans le plan de la figure; la tension superficielle qui agit horizontalement le long de DBE est égale à la somme des projections sur AC des composantes horizontales de la tension superficielle aux divers points de la demi-circonférence DAE, plus la pression hydrostatique exercée sur la surface DBE, dont l'expression est : surf.DBE $\times \Delta(OG + x)$.

On a donc

$$(2) \qquad T \times \text{long. DBE} = T \sin\theta . DE + \text{surf. DBE}(OG + x)\Delta.$$

On pourra éliminer x entre ces équations (1) et (2) et déterminer T. On déterminera θ au point d'inflexion. On choisira de préférence une baguette assez petite pour que la goutte affecte la forme de la *fig.* 2, et l'on prendra le niveau MN où la tangente

Fig. 2.



est verticale. Les équations se réduisent alors à

$$(1') \qquad T \times \pi . AC = P + \pi . \overline{AO}^2 x \Delta,$$

$$(2') \qquad T \times ABC = \text{surf. ABC}(OG + x)\Delta.$$

Pour déterminer facilement le point G, on découpe la *fig.* 1 dans une feuille de papier dont l'épaisseur est bien constante, et on la fait osciller.

A. Leduc.

A.-M. WORTHINGTON. — A capillary multiplier (Multiplicateur capillaire): *Phil. Mag.*, 5e série, vol. XIX, p. 43; 1885.

L'auteur apporte un perfectionnement à la méthode suivie par Wilhelmy et par A. Dupré, pour déterminer les tensions superficielles des liquides. Il remplace le tube de platine, employé par

ce dernier, par une feuille du même métal enroulée en hélice. Cette feuille a une épaisseur de $0^{mm},25$ et les tours sont maintenus à une distance de $0^{m},002$ au moyen de cales de verre placées à la partie supérieure. L'appareil est suspendu à l'une des extrémités du fléau d'une balance au moyen de fils de soie, et on le règle de manière qu'à la partie inférieure les spires se terminent exactement dans un plan horizontal. On le plonge dans le liquide à étudier, et, après s'être assuré que le métal est bien mouillé, on le fait affleurer à la surface du liquide. Si l'on désigne par p le poids qu'il faut ajouter dans l'autre plateau pour rétablir l'équilibre de la balance et par l la longueur de la spirale, la tension superficielle est mesurée par $\frac{p}{2l}$.

Ainsi, en observant les indications ci-dessus, on peut, avec une lame de platine de $0^{m},50$ de long, construire un appareil qui n'a que $0^{m},03$ de large et qui soulève environ 8^{gr} d'eau.

Si la feuille de platine n'a que l'épaisseur ci-dessus, l'erreur provenant d'un affleurement imparfait n'est qu'une fraction négligeable de la quantité à mesurer. A. Leduc.

K. EXNER. — Bemerkung über Lichtgeschwindigkeit im Quartz (Remarque sur la vitesse de la lumière dans le quartz); *Wied. Ann.*, t. XXV, p. 141; 1885.

M. Cornu (1) a établi par l'expérience que, *dans le quartz, la moyenne des vitesses de propagation suivant l'axe optique des ondes circulaires inverses est sensiblement égale à la vitesse de l'onde ordinaire perpendiculairement à cet axe.* M. Exner montre que l'on peut déduire une loi plus générale des formules données par Cauchy et V. v. Lang pour représenter les propriétés du quartz au voisinage de l'axe : *Pour une direction quelconque la moyenne arithmétique des deux vitesses de propagation est égale à la moyenne arithmétique des vitesses qui correspondraient à cette même direction si le milieu ne possédait pas de*

---

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 157; 1882.

pouvoir rotatoire. Cette dernière loi se trouve complètement confirmée par les résultats des mesures effectuées par V. v. Lang (¹).

J. MACÉ DE LÉPINAY.

REINOLD ET RUCKER. — On the effect of an electrical current on the rate of thinning of a liquid film (Effet d'un courant électrique sur la marche de l'amincissement d'une lame liquide); *Physical Society of London*, 13 décembre 1884.

En étudiant, en 1877, la résistance électrique des lames minces, les auteurs avaient observé une certaine action du courant sur la lame liquide; des expériences récentes leur ont permis d'expliquer toutes les transformations présentées par les bandes colorées en admettant un entraînement de la couche liquide qui constitue la lame mince dans le sens du courant positif. Le liquide employé était un liquide glycérique analogue à celui de Plateau. En se servant de la lumière Drummond, on peut projeter les colorations d'une lame verticale et mesurer d'une manière très nette le déplacement des bandes dans le sens d'un courant fourni par 50^{el} Grove. Dans les conditions ordinaires, la lame s'amincit sous l'action de la pesanteur; sous l'influence d'un courant, l'amincissement est accéléré quand le courant va de haut en bas, ou retardé quand le courant va de bas en haut.

DAMIEN.

L. PINTO. — La partizione elettrica nei conduttori sferici, comprovante la differenza fra tenzione e potenziale, con alcune considerazione sull' elettrometro Palmieri (Partage de l'électricité entre des conducteurs sphériques; différence entre la tension et le potentiel; considérations sur l'électromètre de Palmieri); *Memoria lette all' Accademia Pontaniana*, Napoli, 1884.

M. Palmieri avait exécuté, à l'aide de son électromètre, des expériences sur le partage de l'électricité entre des conducteurs sphériques au contact. Prenant quatre sphères A, B, C, D, dont la circonférence maximum était de $0^m,64$, $0^m,48$, $0^m,32$ et $0^m,24$,

---

(¹) *Wien. Ber.*, t. LX, 1869; et t. LXXV, 1877.

il trouvait que si l'on charge la plus grande par le contact avec l'une des autres, le partage se fait dans le rapport des surfaces, tandis que si l'on charge l'une des petites par le contact de la grande, le partage se fait dans le rapport des rayons.

M. Pinto observe que ces résultats sont en désaccord avec la théorie de l'électricité et cherche à expliquer comment ils ont pu être obtenus. La méthode de mesure de M. Palmieri supposait négligeable la capacité de l'électromètre, et l'auteur établit expérimentalement que cette capacité est supérieure à celle de l'une quelconque des sphères employées. En tenant compte de cette capacité, M. Pinto trouve des résultats dont le parfait accord avec la théorie est une nouvelle preuve à ajouter à toutes celles que l'on possède déjà de l'exactitude de la loi de Coulomb et des conséquences qu'on en a déduites par le calcul. E. Bouty.

L. PINTO. — Sulla tenzione e sul potenziale elettrico (Sur la tension et sur le potentiel électrique); *Nota letta all' Accademia Pontaniana,* Napoli, 1883.

L'auteur, par diverses citations des écrits de Volta, cherche à établir le sens précis que l'illustre physicien attachait au mot *tension*. Il conclut que ce mot avait pour lui un sens multiple, embrassant plusieurs notions réellement distinctes, bien que la manière dont il mesure les valeurs relatives des tensions donne exactement les valeurs relatives des potentiels.

M. Pinto critique un certain nombre de définitions du mot *tension*, et du mot *potentiel* employées dans les Traités élémentaires; il montre aussi l'imperfection des analogies à l'aide desquelles on explique souvent les relations des grandeurs électrostatiques, analogie du potentiel et du niveau géodésique, ou du potentiel et de la température, etc. Aucune de ces analogies ne peut dispenser de la notion analytique du potentiel. E. Bouty.

ASSOCIATION BRITANNIQUE.

Section B. — Chimie.

W.-H. PERKIN. — Rotation magnétique des composés, comparée à celle de leurs éléments.

L'auteur donne un résumé de ses recherches à ce sujet. Après avoir rappelé la découverte de Faraday, et les travaux plus récents, il montre qu'il n'y a pas de relation à trouver, en calculant à la manière ordinaire les longueurs de la substance produisant une certaine rotation; mais que, si les longueurs sont rapportées aux poids moléculaires, en faisant la correction nécessaire pour tenir compte des différences de densité, on obtiendrait probablement des résultats utiles, ainsi que l'expérience a paru le prouver. Dans les séries de composés organiques homologues, on a trouvé que, pour chaque addition de CH^2, on obtient un accroissement défini de la rotation moléculaire. Au reste, la rotation peut indiquer des différences de constitution dans les composés organiques. Les corps isomères donnent des résultats différents des composés normaux. Les composés contenant des halogènes ont aussi été étudiés, et des formules permettent de calculer la rotation moléculaire de 26 séries de composés.

W. RAMSAY. — Sur les volumes moléculaires.

L'objet de cette recherche est de déterminer si, comme on l'a longtemps admis, les points d'ébullition de corps composés, observés sous une même pression, peuvent fournir des données certaines pour la comparaison de leurs volumes moléculaires. Les expériences faites avec l'eau, les alcools méthylique, éthylique, propylique, isopropylique, isobutylique et l'éther, prouvent que la valeur du groupe CH^2 n'est nullement constante.

1. Tandis qu'aux basses pressions la valeur de la variation du point d'ébullition est sensiblement constante (variant de 17°,5 à 22°), à de hautes pressions les différences deviennent beaucoup

plus marquées et sont tout à fait irrégulières sous une pression de 20^m de mercure. Ainsi les volumes moléculaires de l'éther et de l'alcool isobutylique, substances isomères, diffèrent en tout de vingt unités.

2. On a trouvé par l'expérience que, quand les liquides sont à des températures correspondant à des pressions de vapeurs égales, mais qu'ils sont soumis à leur pression critique, on ne peut observer aucune correspondance entre leurs volumes moléculaires.

3. Il avait semblé possible que, si les liquides considérés à des températures correspondant à des pressions de vapeur égales pouvaient exister sous une pression nulle, on pourrait trouver quelque terme de comparaison. De la compressibilité connue des liquides, il était facile de déduire leur volume dans cet état hypothétique. Quoique dans ces conditions les volumes fussent considérablement altérés, on n'a cependant obtenu aucun terme de comparaison.

4. L'auteur conclut donc que les points d'ébullition des liquides, quelle que soit la pression sous laquelle on les considère, ne donnent pas de moyen exact de comparer leurs volumes moléculaires.

H.-B. DIXON. — Sur la vitesse des explosions dans les gaz.

MM. Berthelot et Vieille ont montré que, dans le mélange d'oxygène et d'hydrogène et divers autres mélanges tonnants, l'onde explosive se propage avec une vitesse approximativement égale à la vitesse moyenne de translation des molécules des produits gazeux de la combustion, calculée dans l'hypothèse que toute la chaleur dégagée dans la réaction se retrouve au premier instant dans les composés formés. La moyenne d'un certain nombre de déterminations avec le gaz électrolytique a donné une vitesse de 2810^m par seconde, tandis que la vitesse moyenne calculée pour la molécule de vapeur formée est de 2831^m. Ces expérimentateurs ont trouvé que les explosions de l'oxyde de carbone avec l'oxygène ou le bioxyde d'azote n'étaient pas conformes à cette

loi. L'auteur a montré que la vapeur d'eau est nécessaire pour la combustion de l'oxyde de carbone, soit par l'oxygène ou par le bioxyde d'azote et que, quand la proportion de vapeur augmente, la vitesse d'inflammation augmente aussi. Des expériences faites dans un tube de plomb de 55^m de long et de 13^{mm} de diamètre ont entièrement confirmé les expériences de MM. Berthelot et Vieille sur l'oxygène et l'hydrogène. On a trouvé que la vitesse de l'onde explosive est de 2817^m par seconde, et ce résultat est une moyenne d'expériences bien concordantes, faites à 10°C. Avec l'oxyde de carbone et l'hydrogène presque sec, il n'y avait d'onde explosive qu'au delà de 700^{mm} du point d'explosion; la vitesse de l'onde explosive était un peu plus de 1500^m par seconde. Après l'explosion une fine couche de charbon recouvrait l'intérieur du tube à explosion, ce qui établit qu'à cette température très élevée l'oxyde de carbone est décomposé en ses éléments constituants.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

5e série. — Tome XVIII; 2e semestre 1884.

CARNELLEY. — Lois de périodicité dans les propriétés des composés inorganiques, p. 1-22, 130-140, 194-200.

Recherches statistiques sur les points de fusion et d'ébullition, les colorations, la fréquence à la surface du globe des substances chimiques en prenant pour point de départ la classification de Mendeleeff.

Ed. MILLS. — « Numerics » des corps simples, p. 393-399.

On désigne ainsi l'exposant x positif et entier de la formule

$$y = p.15 - 15\left(\frac{15}{16}\right)^x.$$

Elle donne le poids atomique y des corps simples. Si l'on décompose la série des corps rangés, comme l'a fait Mendeleeff, d'après

la grandeur de leur poids atomique en seize groupes; p est le numéro d'ordre de l'un de ces groupes.

FR. TROUTON. — Chaleur latente moléculaire, p. 55-57.

Dans un grand nombre de corps simples ou composés, le produit de la chaleur latente de vaporisation par l'équivalent chimique est proportionnel à la température d'ébullition comptée à partir de —273°. Le facteur de proportionnalité oscille entre 11 et 13.

TURPIN et WARRINGTON. — Viscosité apparente de la glace, p. 120-123.

Expérience de Bottomley d'un fil métallique coupant un bloc de glace. La durée du phénomène est en raison inverse de la conductibilité et en raison directe de la tension du fil.

D'AURIA. — Ellipticité planétaire, p. 229-231.

L'excentricité terrestre mesurée directement ($\frac{1}{300}$) est plus grande que celle fournie par la théorie ($\frac{1}{578}$). Le fait est nécessaire dans l'hypothèse d'un rayon solide, car alors l'aplatissement ne peut changer malgré la diminution de la vitesse angulaire due au frottement de la mer.

MIERS. — Hémiédrie de la cuprite, p. 127-129.

Découverte dans la cuprite d'un cas d'hémiédrie du système cubique, observé jusqu'ici seulement dans le sel ammoniac artificiel.

J.-J. THOMSON. — Combinaisons chimiques des gaz, p. 234-267.

Le point de départ est l'hypothèse des mouvements tourbillonnaires (*Vortex-rings*) capables de s'associer et constituant les atomes. Voici le moyen d'aborder le phénomène par le calcul, dans le cas d'un gaz biatomique dissociable. Soient n et m les nombres d'atomes et de molécules, avec $n + 2m = N$, T et τ les temps moyens pendant lesquels les atomes restent libres ou asso-

ciés, θ une constante. L'auteur admet comme évident que $\theta = nT$, puis que l'accroissement du nombre des molécules associées pendant $d\tau$ est

$$dm = d\tau\left(\frac{n}{T} - \frac{m}{\tau}\right) - d\tau\left(\frac{n^2}{\theta} - \frac{m}{\tau}\right).$$

On aura de même pour dn

$$dn = d\tau\left(\frac{2m}{\tau} - \frac{2n^2}{\theta}\right),$$

et dans l'état stationnaire où $dm = dn = 0$,

$$\frac{n^2}{\theta} = \frac{m}{\tau}.$$

Les expériences de M. Lemoine donnant la densité Δ de l'iode dissocié, D étant sa densité normale, permettent de calculer T/τ; on a, en effet,

$$\frac{\Delta}{D} = \frac{\frac{N}{2}}{n + m},$$

c'est-à-dire $\frac{n}{N}$ et $\frac{m}{N}$ par D et Δ.

Suit, avec quelques applications numériques, l'examen de cas beaucoup plus compliqués où se trouvent en présence, soit $PhCl^3$, Cl^2 et $PhCl^5$; H^2, O et H^2O et même H^2, O, H^2O et CO^2.

LOUDON. — Méthodes géométriques dans la réfraction à travers des surfaces sphériques, p. 485-494.

La formule

$$\frac{f}{p} + \frac{f'}{p'} = 1$$

est considérée comme représentant une droite d'ordonnée et d'abscisse à l'origine p et p', les variables étant f et f'. Ces quatre lettres désignent d'autre part les distances de deux points conjugués soit à deux autres points conjugués, soit aux foyers.

B. Élie.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome V. — Juillet 1885.

J.-B. Baille. — *Détermination des moments magnétiques par l'amortissement des aimants oscillants*, p. 289.

G. Foussereau. — *Recherches expérimentales sur la résistance électrique des substances isolantes*, p. 317.

Annalen der Physik und Chemie.

T. XXV, n° 7; 1885.

L. Graetz. — *Conductibilité calorifique des liquides*, p. 337.

W. Muller Erzbach. — *De l'emploi de la balance pour la mesure relative des forces élastiques des vapeurs, pour la comparaison des affinités chimiques et de l'adhésion mécanique*, p. 357.

S.-V. Wroblewski. — *Sur l'emploi de l'oxygène, de l'azote, de l'oxyde de carbone et de l'air atmosphérique bouillants comme réfrigérants*, p. 371.

L. Arons. — *Chaleur de dilution et capacité calorifique des dissolutions salines*, p. 408.

A. Blumcke. — *Sur la chaleur spécifique des dissolutions de soude très concentrées*, p. 417.

A. Blumcke. — *Sur un perfectionnement des thermostats à liquide*, p. 419.

W.-F. Magie. — *Sur les constantes capillaires*, p. 421.

K.-R. Koch. — *Contribution à l'étude de l'élasticité de la glace*, p. 438.

A. Miller. — *Remarques sur un Mémoire de Herbert Tomlinson, « sur l'influence de la tension et de la déformation, sur l'action des forces physiques »*, p. 450.

K. Strecker. — *Reproduction de l'unité de mercure de Siemens*, p. 456.

W. Hempel. — *Machine électrique par influence à haute pression (Hochdruck-Elektrisirmaschine)*, p. 487.

J. Elster et H. Geitel. — *Note sur une machine à influence de forme très simple*, p. 493.

E. Riecke. — *Rotation électromagnétique d'un liquide*, p. 496.

J. Freyberg. — *Observations avec la balance magnétique de Töpler*, p. 511.

H. Jahn. — *Travail du courant dans la décomposition des électrolytes*, p. 525.

O.-E. Meyer. — *Deux modèles pour l'explication de la réfraction de la lumière*, p. 539.

F. Narr. — *Modification de la pompe à mercure de Jolly*, p. 542.

SUR LA LOI DE GLADSTONE ET LA VARIATION DE L'INDICE MOLÉCULAIRE (1);

PAR M. H. DUFET.

I. La loi de Gladstone $\frac{n-1}{d} = \text{const.}$ a été établie par ses auteurs indépendamment de toute idée théorique. Elle revient, comme l'a fait remarquer M. Mallard (2), à admettre que les corps transparents se composent de molécules réfringentes distribuées dans un milieu identique à l'éther du vide. Si l'on considère en effet une onde plane limitée à une surface égale à l'unité et se déplaçant d'une quantité e, petite en valeur absolue, mais grande par rapport aux dimensions des molécules, sur chacune des normales communes aux deux ondes se trouvera un nombre égal de molécules; le retard éprouvé sera donc le même sur chacun de ces points et la deuxième onde sera animée de mouvements concordants de même que la première. Si l'on appelle ε l'épaisseur de molécules traversées par chaque normale, et n l'indice du milieu moléculaire, le retard pour chaque point de l'onde sera

$$e - \varepsilon + \varepsilon n,$$

cette équation pouvant d'ailleurs être considérée comme définissant d'une manière expérimentale la quantité n.

Donc, en appelant N l'indice apparent du corps,

$$Ne = e - \varepsilon + \varepsilon n, \quad N - 1 = \frac{\varepsilon}{e}(n-1).$$

$\frac{\varepsilon}{e}$ est égal au volume v occupé par les molécules dans le volume 1 du corps; d'où

$$N - 1 = v(n-1).$$

Dans le cas des milieux cristallisés, cette démonstration est en défaut, si le plan d'onde est parallèle à un des plans de symétrie du milieu cristallin; suivant un certain nombre de normales il n'y a pas de molécules traversées.

---

(1) Les indications bibliographiques non données en note sont réunies à la fin du Mémoire.

(2) MALLARD, *Traité de Cristallographie*, t. II, p. 476.

Prenons comme distance e des deux plans d'onde la distance de deux plans réticulaires voisins et soit ε l'épaisseur d'une molécule. La deuxième onde aura des mouvements discordants, mais on peut la regarder comme composée de deux ondes animées de mouvements concordants, sur une partie seulement de leur surface. Si nous considérons l'action de ces deux ondes sur un point extérieur éloigné, chacune d'elles pourra, comme dans le cas d'une onde ordinaire, être divisée en zones élémentaires par des sphères concentriques dont les rayons sont équidistants de $\frac{\lambda}{2}$, et l'action de chacune d'elles se réduira sensiblement à l'action de la moitié de la première zone élémentaire.

Soient alors $\mathfrak{S}$ la surface efficace de l'onde, σ la surface occupée par les molécules dans un plan réticulaire de surface 1. La vitesse communiquée au point extérieur par chacune des deux zones élémentaires sera

$$\int\int dx\,dy \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\frac{e}{\lambda}\right)$$

pour les points qui n'ont pas rencontré de molécules, et

$$\int\int dx\,dy \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\frac{e+\varepsilon-n\varepsilon}{\lambda}\right)$$

pour ceux qui en ont rencontré. On peut évidemment ici négliger l'influence de l'obliquité. Les intégrales doubles doivent être étendues au contour $\mathfrak{S}$, ce qui donne, pour la vitesse totale,

$$\mathfrak{S}(1-\sigma)\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\frac{e}{\lambda}\right)+\mathfrak{S}\sigma\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\frac{e+\varepsilon-n\varepsilon}{\lambda}\right).$$

La vitesse envoyée par une onde ayant traversé l'épaisseur e d'un milieu d'indice N serait

$$\mathfrak{S}\sin 2\pi\left[\frac{t}{T}+\frac{e}{\lambda}+\frac{(N-1)e}{\lambda}\right].$$

En identifiant ces deux valeurs, on trouve

$$\cos 2\pi\frac{(N-1)e}{\lambda}=1-\sigma+\sigma\cos 2\pi\frac{(n-1)\varepsilon}{\lambda},$$

$$\sin 2\pi\frac{(N-1)e}{\lambda}=\sigma\sin 2\pi\frac{(n-1)\varepsilon}{\lambda}.$$

Comme e et ε sont petits par rapport à λ, on peut écrire simplement

$$(N-1)e = \sigma(n-1)\varepsilon, \quad N-1 = \frac{\varepsilon\sigma}{e}(n-1).$$

Mais $\frac{\varepsilon\sigma}{e}$ est le volume occupé par les molécules dans l'unité de volume du corps : on a donc encore

$$(N-1) = v(n-1).$$

Cette démonstration suppose simplement que les dimensions d'une molécule sont très petites par rapport à une longueur d'onde.

La quantité v est proportionnelle à la densité du milieu; on a donc

$$\frac{N-1}{d} = \text{const.},$$

si l'on suppose constant l'*indice moléculaire n*.

Cette conséquence s'applique aux milieux anisotropes et à toutes les longueurs d'onde. C'est donc dans le milieu moléculaire seul que se produiraient les phénomènes de dispersion et de double réfraction, et cette dernière en particulier ne dépendrait pas de la forme des mailles du réseau cristallin, ou du moins n'en dépendrait qu'en tant que cette forme est en relation avec la symétrie de la molécule. C'est du reste sur une hypothèse toute semblable que M. Mallard a appuyé son explication d'un grand nombre de phénomènes intéressants dans les milieux cristallins, et en particulier de la polarisation rotatoire.

II. Jusqu'à quel point peut-on regarder n comme constant? Il semble bien qu'il en soit ainsi quand, la température restant constante, on fait varier par compression la densité du milieu.

De ses expériences sur la variation d'indice de l'eau comprimée, M. Jamin avait tiré la conclusion que $\frac{n^2-1}{d}$ était constant; le coefficient de compressibilité de l'eau tiré de cette formule 0,0000518 est rapproché du nombre expérimental trouvé par M. Grassi 0,0000471 (à 15°). Mais, comme l'a fait remarquer M. Mascart, en appliquant à la formule $\frac{n-1}{d}$ les résultats de M. Jamin, on arrive à

un nombre plus rapproché du nombre de M. Grassi : 0,0000453.

Cette conclusion a été récemment complètement vérifiée par M. Quincke. Il a trouvé pour l'eau les résultats suivants :

RAIE.	TEMPÉRATURE de l'expérience.	COEFFICIENT de compression calculé.	D'APRÈS Grassi.
	°		
C.....	20,40	0,00004469	460
D.....	20,42	4551	460
E.....	19,60	4543	461
F.....	18,12	4552	462
G.....	19,41	4466	461

M. Quincke a trouvé à 22°,9 : 0,00004563 [0,00004575 (Grassi)].

La concordance est presque absolue, et *pour toutes les radiations*. M. Quincke a étudié neuf autres liquides, parmi lesquels je citerai :

	CALCULÉ.	OBSERVÉ.
Sulfure de carbone.....	0,00006488	0,00006262
Essence de térébenthine....	7776	7914
Pétrole.....	7496	7458
Alcool.....	1002	10141
Éther.....	1443	14265

On peut encore faire varier la densité d'un corps par voie de mélange. La formule de Gladstone donne pour l'indice x d'un corps de densité D, formé d'un poids p d'un corps d'indice N et de densité d et d'un poids $1-p$ d'un corps d'indice N′ et de densité d', la formule

$$\frac{x-1}{D} = p\frac{N-1}{d} + (1-p)\frac{N'-1}{d'}.$$

Cette formule suppose expressément qu'il s'agit de corps formant de véritables mélanges, c'est-à-dire ne réagissant pas chimiquement l'un sur l'autre. On sait que les recherches de Wüllner,

de Landolt et plus récemment de M. B.-C. Damien les ont conduits à des nombres très rapprochés des nombres calculés. Les auteurs indiquent, il est vrai, que l'exactitude est plus grande en remplaçant l'indice par le terme constant A de la formule de Cauchy; ceci reviendrait à dire que l'écart entre l'expérience et le calcul diminue avec la réfrangibilité des rayons, dans le *spectre visible;* car au delà la constante A n'a plus guère de signification, vu la nécessité d'introduire dans la formule de dispersion un terme en λ^2 pour rendre compte des radiations obscures (formule de Briot).

Dans certains cas tout au moins, cet accord, plus satisfaisant avec la constante A, semble tenir à ce que les différents indices mesurés entrent dans le calcul de cette constante, qui devient alors une sorte de moyenne. On s'en assure en calculant la quantité $\frac{x-N}{N'-N}$, qui, pour les différentes valeurs de p, devrait varier d'une manière continue du violet au rouge en se rapprochant de la valeur théorique.

Ce calcul, appliqué aux expériences de M. Damien, sur les mélanges de glycérine et d'eau, pour les trois raies de l'hydrogène, conduit aux résultats suivants :

TITRE en glycérine.	$\frac{x-N}{N'-N}$.		
	H_α.	H_β.	H_γ.
0	0		
0,1067	0,0998	0,0999	0,0983
0,2112	0,1906	0,1901	0,1909
0,3305	0,3125	0,3098	0,3078
0,4822	0,4632	0,4663	0,4684
0,6211	0,5511	0,5485	0,5449
0,8531	0,8284	0,8272	0,8288
1	1	1	1

Le nombre calculé varie d'une façon tout à fait irrégulière avec la longueur d'onde; il semble donc que les expériences vérifient tout aussi bien la constante de $\frac{n-1}{D}$ que celle de $\frac{A-1}{D}$. On arri-

verait à des conséquences identiques avec les autres nombres rapportés dans le Mémoire.

L'influence considérable d'un changement de température sur l'indice de réfraction des liquides contribue d'ailleurs à rendre plus difficiles ces vérifications.

Cet inconvénient n'existe pas dans les mélanges solides, comme ceux qu'on obtient en faisant cristalliser ensemble des sels isomorphes. Il n'y a dans les corps vraiment isomorphes aucune action chimique, et l'identité presque absolue du volume atomique permet dans ce cas, comme je l'ai montré, de substituer à la formule tirée de la loi de Gladstone une formule plus simple où n'entre plus la densité. Les formules que j'ai données ont été retrouvées, comme cas particulier, dans les formules générales déduites par M. Mallard de l'hypothèse des molécules réfringentes plongées dans un milieu non réfringent. Je citerai mes propres recherches sur les mélanges des sulfates de magnésie et de nickel, portant sur l'indice moyen, sur les mélanges de sulfates de magnésie et de zinc, portant sur l'angle des axes optiques, celles de M. Fock sur les aluns de potasse et de thallium, et sur les hyposulfates de strontium et de plomb, celle-ci portant sur les deux indices principaux, dans des cristaux où le *signe optique* change par le mélange; enfin les mesures de M. Hjordtdahl sur les picrates de fer et de manganèse, orthorhombiques, dont les axes optiques sont extrêmement dispersés.

Toutes ces mesures prouvent que dans ce cas on peut admettre la loi de Gladstone, non comme *loi limite,* mais comme loi très approximative, pour toutes les radiations et pour les différents indices des corps anisotropes.

Je ne parlerai pas des mesures relatives au *pouvoir réfringent moléculaire,* qui se rattachent à un autre ordre d'idées, et nommément à la constance du volume moléculaire v dans des corps isomères ou isomorphes.

Il résulte de ce qui précède que, lorsque la température ne varie pas, on peut très approximativement regarder l'indice moléculaire comme constant. Ceci, d'autre part, ne saurait être regardé comme absolument rigoureux, étant donné que les solides soumis à une pression unilatérale deviennent biréfringents, fait qui paraît s'étendre aux liquides, comme le montre le phénomène dit de Kerr.

III. Quand la température d'un liquide s'élève, son indice diminue, en même temps que la densité; mais, si la loi de Gladstone donne le sens du phénomène, elle cesse de le régir numériquement. Pour tous les liquides étudiés avec quelque soin, la variation d'indice pour 1° est plus grande en valeur absolue que la variation qu'on déduirait de la formule de Gladstone, fait qui peut s'interpréter par la variation de l'indice moléculaire.

Soit, en effet, la relation

$$N - 1 = v(n - 1).$$

Par différentiation, on en tire

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dv}{dt}(n - 1) + v\frac{dn}{dt}$$

ou, en remplaçant v par sa valeur,

$$(1) \qquad \frac{1}{N - 1}\frac{dN}{dt} = \frac{1}{v}\frac{dv}{dt} + \frac{1}{n - 1}\frac{dn}{dt}.$$

Mais la densité du milieu est proportionnelle à v, d'où

$$\frac{d\Delta}{dt}v - \frac{dv}{dt}\Delta = 0.$$

L'équation (1) peut donc s'écrire

$$\frac{1}{N - 1}\frac{dN}{dt} - \frac{1}{\Delta}\frac{d\Delta}{dt} = \frac{1}{n - 1}\frac{dn}{dt}$$

ou, ce qui est plus commode pour le calcul, en appelant V le volume à t° du volume 1 à zéro,

$$\frac{1}{N - 1}\frac{dN}{dt} + \frac{1}{V}\frac{dV}{dt} = \frac{1}{n - 1}\frac{dn}{dt}.$$

La formule de Gladstone exigerait que le second membre fût nul. J'ai trouvé qu'*il était toujours négatif, et que dans les divers liquides, de réfrangibilité et de dilatation très différentes, les valeurs que l'on obtenait ainsi étaient assez voisines les unes des autres.*

J'ai comparé d'abord à cette formule les liquides dont j'ai étudié les variations d'indice et en particulier l'eau. Les valeurs de $\frac{dN}{dt}$ sont celles que j'ai déduites de mes expériences entre 10° et 50° et la

moyenne des autres expérimentateurs [1] entre 10° et 0°. Les valeurs de $\frac{dV}{dt}$ sont déduites des Tables de M. Rossetti.

On trouve ainsi pour la raie D :

t.	$\frac{dN}{dt}$.	$N-1$.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
0°	—0,0000065	0,3340	—0,000021	—0,000065	—0,000086
4	251	0,3339	73	0	73
10	515	0,3336	154	—0,000084	70
15	726	0,3333	218	149	69
20	909	0,3329	273	205	68
25	1078	0,3324	324	252	72
30	1228	0,3319	370	296	74
35	1357	0,3312	410	342	68
40	1462	0,3305	442	384	58
45	1538	0,3298	466	420	46
50	1582	0,3290	481	456	25

La constante de $\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1}$ paraîtra remarquable quand on réfléchira aux faibles variations de $\frac{dN}{dt}$ ou de $\frac{dV}{dt}$ qui suffiraient à altérer notablement la valeur du premier nombre.

L'expérience n'a pas montré que $\frac{dN}{dt}$ variât d'une manière notable pour les différentes couleurs. Ceci est parfaitement d'accord avec l'hypothèse de la constance de $\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1}$. On trouverait ainsi, comme valeurs de $\frac{dN}{dt}$ pour différents rayons à la température de 20° :

[1] MM. Jamin, Dale et Gladstone, Fouqué, Rühlmann et Lorentz.

RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.
a	—0,0000905	*b*,	—0,0000920
B	906	F	925
Li	907	(37) (1)	933
C	909	γ	933
D	914	(39) (1)	934
Th	919	(41) (1)	935
E	920	H_1	939

(1) D'après van der Willigen.

On aurait donc $\frac{dn_H - dn_a}{dt} = -0,0000034$, ce qui donnerait pour 10° une différence de trois unités du cinquième ordre, quantité dont on ne peut répondre dans des expériences de ce genre.

Alcool. — Pour l'alcool, le résultat des expériences sur la dilatation n'est pas bien concordant; ainsi, pour la température de 16°, la valeur de $\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$ serait 0,001087 d'après Is. Pierre, et 0,001062 d'après H. Kopp. M. Wüllner, qui a étudié au point de vue de la dilatation l'alcool, dont il mesurait les variations d'indice, trouve à 20°, 0,001064.

OBSERVATEURS.	t.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	$N-1$.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Dufet.....	16°	D	—0,000418	0,3634	—0,001150	+0,001074 (Moy. Pierre et Kopp)	—0,000076
Dale et Gladst.	30	D	—0,000413	0,3576	—0,001155	+0,001110 (Id.)	—0,000045
Fouqué.....	45	D	—0,000431	0,3527	—0,001222	+0,001158 (Id.)	—0,000064
Landolt.....	20	C	—0,000401	0,3606	—0,001112	+0,001084 (Id.)	—0,000028
		F	410	0,3667	1118		34
		H_γ	413	0,3700	1116		32
Wüllner (1re série)	20	C	—0,000393	0,3605	—0,001090	+0,001064 (Wüllner)	—0,000026
		F	394	0,3664	1075		11
		H_γ	405	0,3704	1093		29
Wüllner (2e série)	20	C	—0,000380	0,3606	—0,001054	+0,001064 (Id.)	+0,000010
		F	390	0,3667	1061		3
		H_γ	393	0,3702	1062		2

Les deux séries de M. Wüllner diffèrent notablement des autres; il doit y avoir là quelque erreur d'expérience.

Térébenthène. — Je prends celles de mes propres expériences qui portent sur le liquide le plus rapproché du térébenthène pur étudié par M. Riban (1). Je trouve ainsi :

OBSERVATEURS.	t.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	$N-1$.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$ (*).	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Dufet.....	20°	D	—0,000491	0,4689	0,001047	—0,000960	—0,000087
Dale et Gladstone	27	A	—0,000492	0,4584	—0,001073	0,000967	—0,000106
		D	511	0,4644	1100	"	133
		H	551	0,4836	1139	"	172
Olds.....	20	D	—0,000471	0,4689	—0,001004	—0,000960	—0,000044

(*) Riban, *loc. cit.*.

(1) Riban, *Ann. de Chimie et de Physique*, 5e série, t. VI, p. 14; 1875.

Sulfure de carbone. — Nous nous trouvons en présence d'un liquide à la fois très réfringent, très dispersif et très dilatable. Ici la variation de $\frac{dn}{dt}$, dérivée par rapport à la température de l'*indice moléculaire,* ne paraît pas douteuse. J'ai pris pour la dilatation les nombres d'Is. Pierre, calculés à nouveau en laissant de côté, comme manifestement erronées, les trois observations rapportées par Is. Pierre et relatives aux températures les plus élevées. La formule que j'ai employée est la suivante :

$$-\frac{d\Delta}{dt}\frac{1}{\Delta_0} = 0,001139 + 0,000001319\,t + 0,000000007\,t^2.$$

Je trouve ainsi pour les températures de 20° à 28° que j'ai étudiées et pour la lumière de la soude les nombres suivants :

t.	$\frac{dN}{dt}$.	N — 1.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
20°	—0,000807	0,6276	—0,001286	+0,001196	—0,000090
22	824	0,6259	1317	1202	115
24	841	0,6243	1347	1209	138
26	858	0,6226	1378	1215	163
28	876	0,6209	1411	1222	189

Pour les différentes couleurs, je trouve, à la température de 22° C.:

RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	N — 1.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
A.....	—0,000796	0,6071	—0,001311	+0,001202	—0,000109
B.....	803	0,6132	1310	"	108
C.....	808	0,6165	1311	"	109
D.....	824	0,6259	1317	"	115
E.....	846	0,6381	1326	"	124
F.....	865	0,6506	1330	"	128
H_γ.....	919	0,6730	1365	"	163
h.....	957	0,6878	1391	"	189
H_1.....	987	0,6981	1415	"	213

On voit que ce n'est que pour les radiations les plus réfrangibles

que $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ s'éloigne notablement de la valeur moyenne. Je comparerai à ces nombres ceux qu'on déduit des expériences de Dale et Gladstone, de Wüllner et de van der Willigen.

OBSERVATEURS.	t.	RAIES.	$\frac{dN}{dL}$.	$N-1$	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Dale et Gladst. (1863)...	23°,75	A	−0,000772	0,60435	−0,001278	+0,001207	−0,000071
		B	796	0,61055	1304	"	97
		D	835	0,62265	1341	"	134
		E	851	0,63565	1339	"	132
		F	871	0,64730	1339	"	132
		G	926	0,67180	1378	"	171
		H	1071	0,69585	1482	"	275
Wüllner.	16,00	C	−0,000780	0,62160	−0,001255	+0,001186	−0,000069
		F	820	0,65590	1250	"	64
		H_γ	850	0,67850	1254	"	68
Van der Willigen (1)...	19,10	B	−0,000802	0,61590	−0,001302	+0,001193	−0,000109
		C	815	0,61910	1316	"	123
		D	825	0,62860	1312	"	119
		E	834	0,64140	1300	"	107
		F	855	0,65350	1308	"	115
		G	892	0,67790	1316	"	123
		H	945	0,70010	1350	"	157

(1) VAN DER WILLIGEN, *Les indices de refraction du sulfure de carbone* (*Archives du Musée Teyler*, t. III, p. 55, 1869).

Dans ces dernières expériences la constance de $\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1}$ est remarquable.

Quant aux mesures de M. Fouqué sur le sulfure de carbone, elles donnent des résultats un peu faibles comparativement à celles des autres observateurs; mais la variation avec la température de $\frac{dN}{dt}$ est tout à fait d'accord avec celle que j'ai trouvée. Voici d'ailleurs le calcul relatif à différentes températures pour la raie C :

t.	$\frac{dN}{dt}\frac{1}{N-1}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1}$.
10°	—0,001119	+0,001166	+0,000047
15	1186	1180	—0,000006
20	1255	1196	59
25	1309	1211	98
30	1381	1228	153

Naphtaline monobromée. — J'ai obtenu, comme valeur moyenne de $\frac{dN}{dt}$ vers 25°, — 0,000461. Le coefficient de dilatation a été établi d'une manière approximative par trois mesures de densité à 0°, 20°,56 et 100°; malgré l'imperfection de cette détermination, la valeur de $\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1}$ n'est pas très éloignée des valeurs précédentes; j'ai en effet

$$\frac{dN}{dt}\frac{1}{N-1} = -0,000698,$$

$$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt} = +0,000666,$$

$$\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1} = -0,000032.$$

J'ai cherché quelle était la valeur de $\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1}$ dans les différents liquides dont la dilatation et la variation d'indice ont été étudiées. J'ai trouvé ainsi des nombres variables, mais toujours assez voisins de ceux que j'ai trouvés pour l'eau. Je citerai d'abord les liquides étudiés par plusieurs expérimentateurs :

OBSERVATEURS.	t.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	$N-1$	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
				Éther sulfurique (¹).			
Fouqué.....	16°	C	−0,000568	0,3552	−0,001599	+0,001580 (Pierre)	−0,000021
		D	585	0,3569	1639	+0,001576 (Kopp)	61
		F	588	0,3613	1628	+0,001578 (moy.)	50
		H_γ	576	0,3648	1579		1
Landolt	20	C	−0,000580	0,3511	−0,001652	+0,001604 (moy.)	−0,000048
		F	590	0,3572	1652	"	48
		H_γ	590	0,3607	1636	"	32
Lorentz (²).. ..	16	C	−0,000583	0,3534	−0,001650	+0,001578	−0,000072
		D	586	0,3552	1650	"	72
		F	594	0,3595	1652	"	74
Olds (³).....	20	D	−0,000590	0,3529	−0,001672	+0,001604	−0,000068
				Acide acétique ($C^4H^4O^4$).			
Landolt	20	C	−0,000418	0,3698	−0,001130	+0,001054 (H. Kopp)	−0,000076
		F	408	0,3765	1084	"	30?
		H_γ	430	0,3802	1131	"	77
Dale et Gladst. (⁴).	35	D	−0,000400	0,3680	−0,001088	+0,001066	−0,000022
Damien (⁵).....	20	C	−0,000481	0,3702	−0,001299	−0,001115 (Damien)	−0,000184
		F	549	0,3768	1457	"	342
		H_γ	563	0,3806	1479	"	364
				Benzine.			
Dale et Gladst..	25	A	−0,000619	0,4791	−0,001292	+0,001218 (Kopp)	−0,000074
		D	640	0,4884	1311	"	93
		H	693	0,5206	1331	"	113
Fouqué.....	10	D	−0,000603	0,5032	−0,001199	+0,001199	−0,000000
	20	"	613	0,4971	1233	1208	25
	30	"	623	0,4910	1268	1230	38
	40	"	632	0,4847	1305	1255	50
	50	"	642	0,4783	1342	1284	58
	60	"	652	0,4719	1381	1316	65
	70	"	661	0,4653	1421	1350	71

(¹) L'éther a été étudié par Dale et Gladstone, mais il est évident à l'inspection de leurs nombres que leur éther n'était pas pur. Ils trouvent en moyenne, pour $\frac{dN}{dt}$, − 0,00045 au lieu de − 0,00058.

(²) Lorenz, *Wied. Ann.*, t. IX, p. 641.

(³) Olds, *Wied. Ann.*, t. X, p. 542.

(⁴) Je supprime les observations de Dale et Gladstone pour les raies A et H, comme manifestement erronées.

(⁵) M. Damien appelle l'acide qu'il a étudié *acide acétique anhydre*, mais son acide était l'acide monohydraté $C^4H^4O^4$ et non l'*anhydride acétique*.

Liquides étudiés par Landolt (temp. = 20°, sauf pour l'aldéhyde).

LIQUIDES.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	N — 1.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Acide formique.....	C	—0,000395	0,36927	—0,001070	+0,001009	—0,000061
	F	400	0,37643	1063	(Kopp)	54
	H_γ	433	0,38041	1138	"	129
Ac. acét. (voir plus haut).						
Acide butyrique	C	—0,000412	0,39566	—0,001041	+0,001026	—0,000015
	F	419	0,40263	1043	(Is. Pierre)	17
	H_γ	429	0,40670	1055	"	29
Acide valérique (1).....	C	—0,000406	0,40220	—0,001009	+0,000972	—0,000037
	F	420	0,40931	1026	(Erlenmeyer)(1)	56
	H_γ	423	0,41349	1023	"	53
Alcool méthylique.....	C	—0,00038	0,32789	—0,001159	+0,001163	+0,000004
	F	40	0,33320	1228	(Kopp)	—0,000065
	H_γ	40	0,33621	1190	"	27
Alc. éthyl. (voir plus haut).						
Alcool amylique (de fermentation).....	C	—0,00039	0,40546	—0,000962	+0,000914	—0,000048
	F	40	0,41250	970	(Pierre)	56
	H_γ	42	0,41653	1008	"	94
Éther méthylacétique....	C	—0,00052	0,35915	—0,001448	+0,001380	—0,000068
	F	52	0,36539	1422	(Pierre)	42
	H_γ	53	0,36893	1437	"	57
Éther éthylformique.....	C	—0,00053	0,35800	—0,001482	—0,001409	—0,000073
	F	55	0,36420	1510	(Pierre)	101
	H_γ	57	0,36782	1550	"	141
Éther éthylacétique.....	C	—0,00050	0,37068	—0,001349	+0,001340	—0,000009
	F	52	0,37709	1379	(Kopp)	39
	H_γ	54	0,38067	1386	"	46
Éther méthylbutyrique...	C	—0,00049	0,38693	—0,001266	+0,001249	—0,000017
	F	51	0,39359	1296	(Pierre)	47
	H_γ	52	0,39742	1308	"	59
Éther éthylbutyrique	C	—0,00048	0,39404	—0,001218	+0,001204	—0,000014
	F	49	0,40073	1223	(Pierre)	19
	H_γ	50	0,40460	1236	"	32

(1) Obtenu par oxydation de l'alcool amylique.
(2) Erlenmeyer et Hell, *Ann. der Chem. und Pharm.*, t. CLX, p. 268.

Liquides étudiés par Landolt (temp. = 20°, sauf pour l'aldéhyde) (*suite*).

LIQUIDES.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	N − 1.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Aldéhyde (temp. = 9°) ...	C	−0,000580	0,33615	−0,001726	+0,001648	−0,000078
	F	612	0,34260	1786	(Kopp)	138
	H_γ	618	0,34622	1785	"	137
Acétone	C	−0,00052	0,35715	−0,001456	+0,001425	−0,000031
	F	54	0,36392	1484	(Kopp)	57
	H_γ	55	0,36780	1495	"	70
Éther (voir plus haut) ...						
Anhydride acétique	C	−0,00046	0,38832	−0,001185	+0,001103	−0,000082
	F	47	0,39525	1189	(Kopp)	86
	H_γ	49	0,39927	1227	"	124
Acide phénique	C	−0,00042	0,54447	−0,000771	+0,000727	−0,000044
	F	44	0,56357	781	(Kopp)	54
	H_γ	47	0,57555	7	"	90
Essence d'amandes amères (hydrure de benzoïle)..	C	−0,000505	0,53914	−0,000937	+0,000900	−0,000037
	F	510	0,56235	907	(Kopp)	7
	H_γ	538	0,57749	932	"	32
Benzoate de méthyle	C	−0,00045	0,51158	−0,000880	+0,000905	+0,000025
	F	49	0,52890	926	(Kopp)	−0,000021
	H_γ	50	0,53989	926	"	21
Benzoate d'éthyle	C	−0,00046	0,50104	−0,000918	+0,000969	+0,000051
	F	51	0,51715	986	(Kopp)	+0,000017
	H_γ	55	0,52749	1043	"	74
Acide propionique	C	−0,000399	0,38460	−0,001037	+0,001094	+0,000057
	F	402	0,39129	1027	(Kopp)	67
	H_γ	402	0,39513	1017	"	77
Éther amylacétique (1) ..	C	−0,00043	0,40168	−0,001071	+0,001136	+0,000065
	F	43	0,40876	1052	(Kopp)	84
	H_γ	44	0,41271	1066	"	70

(1) Les deux derniers liquides s'éloignent beaucoup des autres. Mais les composés propioniques et amyliques présentent de très grandes variations dans leurs propriétés physiques avec le mode de préparation, et les liquides étudiés par Landolt devaient différer de ceux étudiés par Kopp.

Liquides étudiés par Dale et Gladstone.

LIQUIDES.	t.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	$N-1$.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Tribromure de phosphore.	30°,5	A	−0,000647	0,66625	−0,000971	−0,000858	−0,000113
		D	674	0,68290	988	(Pierre)	130
		H	766	0,74640	1026	"	168
Sulfure de carbone (*voir* plus haut).....							
Aniline.....	35,0	A	−0,000488	0,55778	−0,000875	+0,000858	−0,000017
		D	534	0,57120	934	(Kopp)	76
		H	598	0,62166	961	"	103
Nitrobenzine.....	30,0	A	−0,000501	0,53060	−0,000945	+0,000840	−0,000105
		D	509	0,54396	936	(Kopp)	96
		H	509	0,58066	876	"	36
Ac. phénique (*V. Landolt*).	42,5	A	−0,000475	0,52399	−0,000906	+0,000771	−0,000135
		D	489	0,53474	914	(Kopp)	143
		H	529	0,57323	923	"	152
Trichlorure de phosphore.	30,5	A	−0,000656	0,50061	−0,001312	+0,001190	−0,000122
		D	732	0,50968	1437	(Pierre)	247
		H	773	0,53919	1435	"	245
Iodure d'éthyle.....	35,0	A	−0,000663	0,49328	−0,001344	+0,001250	−0,000094
		D	659	0,50237	1311	(Pierre)	61
		H	695	0,53446	1301	"	51
Benzine (*voir* plus haut).							
Térébenthène (*voir* plus haut).....							
Chloroforme.....	30,0	A	−0,000599	0,45460	−0,001378	+0,001292	−0,000086
		D	591	0,43970	1344	(Pierre)	52
		H	607	0,43610	1331	"	39
Bichlorure d'éthylène....	30,0	A	−0,000548	0,41260	−0,001329	+0,001169	−0,000160
		D	560	0,41710	1343	(Pierre)	174
		H	560	0,43210	1297	"	128
Alcool amylique (1).....	33,0	A	−0,000358	0,39530	−0,000905	+0,000944	+0,000039
		D	364	0,39950	911	(Pierre)	33
		H	426	0,41270	1033	"	−89

(1) *Voir* les résultats de Landolt.

Liquides étudiés par Dale et Gladstone (suite).

LIQUIDES.	t.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	$N-1$.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Éther amylacétique (¹).	15°	A	—0,000447	0,3915	—0,001142	+0,001137	—0,000005
		D	539	0,3963	1360	(Kopp)	223
		H	424	0,4085	1038	"	+ 99
Éther éthylbutyrique (¹).	30	A	—0,000483	0,3816	—0,001267	+0,001223	—0,000044
		D	471	0,3855	1222	(Pierre)	+ 1
		H	501	0,3983	1259	"	— 36
Éther éthylcarbonique.	30	A	—0,000451	0,3737	—0,001207	+0,001182	—0,000025
		D	423	0,3776	1173	(Kopp)	+ 9
		H	501	0,3896	1286	"	— 104
Acide acétique (*voir* plus haut)							
Alcool méthylique (¹)..	25	A	—0,00040	0,3248	—0,001232	+0,001183	—0,000049
		D	37	0,3278	1129	(Kopp)	+ 54
		H	39	0,3376	1155	"	28

(¹) *Voir* les résultats de Landolt.

Nota. — Je laisse de côté les mesures de Dale et Gladstone sur l'éther éthylacétique, l'éther éthylformique et l'acétone, qui, complètement différentes des résultats de Landolt, paraissent avoir porté sur des liquides impurs.

Les mesures suivantes, dues à M. Wüllner et portant sur des mélanges de deux liquides, présentent cet intérêt particulier, que le coefficient de dilatation a été déterminé par l'auteur sur les mélanges eux-mêmes, par quelques mesures de densité prises dans les limites de température des expériences. Sauf pour le sulfure de carbone, déjà cité plus haut, ces mesures se rapportent à la température de 20°.

	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	N — 1.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
			Mélanges glycérine et eau.			
Glycérine	C	—0,000265	0,44788	—0,000592	+0,000516	—0,000076
	F	266	0,45555	584	"	68
	H_γ	267	0,45972	581	"	65
Glycérine 3,7....	C	—0,000231	0,42155	—0,000548	+0,000474	—0,000074
Eau 1.....	F	232	0,42876	541	"	67
	H_γ	233	0,43294	538	"	64
Glycérine 1.....	C	—0,000185	0,38606	—0,000479	+0,000401	—0,000078
Eau 1.....	F	186	0,39276	474	"	73
	H_γ	187	0,39650	472	"	71
Glycérine 0,5....	C	—0,000154	0,35653	—0,000420	+0,000342	—0,000078
Eau 1.....	F	155	0,37300	416	"	74
	H_γ	156	0,37645	414	"	72
			Mélanges glycérine et alcool.			
Glycérine	C	—0,000270	0,45825	—0,000589	+0,000513	—0,000076
	F	271	0,46594	582	"	69
	H_γ	272	0,47029	578	"	65
Glycérine 4.....	C	—0,000292	0,43661	—0,000669	+0,000585	—0,000084
Alcool 1.....	F	295	0,44402	664	"	79
	H_γ	296	0,44831	660	"	75
Glycérine 2.....	C	—0,000305	0,42193	—0,000723	+0,000684	—0,000039
Alcool 1.....	F	308	0,42899	718	"	34
	H_γ	310	0,43296	716	"	32
Glycérine 0,998..	C	—0,000330	0,40494	—0,000815	+0,000763	—0,000052
Alcool 1.....	F	333	0,41167	809	"	46
	H_γ	336	0,41549	808	"	45
Glycérine 0,4997.	C	—0,000356	0,39124	—0,000910	+0,000874	—0,000036
Alcool 1.....	F	360	0,39783	905	"	31
	H_γ	363	0,40159	904	"	30
			Mélanges sulfure de carbone et alcool.			
CS^2 3,955	C	—0,000678	0,53771	—0,001261	+0,001224	—0,000037
Alcool 1.....	F	720	0,56279	1279	"	55
	H_γ	750	0,57902	1295	"	71
CS^2 2,12836	C	—0,000626	0,49996	—0,001252	+02001227	—0,000025
Alcool 1.....	F	659	0,52078	1265	"	38
	H_γ	680	0,53409	1273	"	46
CS^2 1,03111.....	C	—0,000560	0,45450	—0,001232	+0,001212	—0,000020
Alcool 1.....	F	578	0,47039	1229	"	17
	H_γ	590	0,48031	1228	"	16

Les nombreux résultats numériques que je viens de rapporter prouvent évidemment que, dans les liquides, l'*indice moléculaire* décroît quand la température augmente. Quant aux valeurs absolues de la quantité $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$, il est aisé de voir combien il est difficile de les obtenir exactement. Sans parler de l'incertitude résultant de la différence possible entre les liquides étudiés optiquement et ceux étudiés au point de vue de la dilatation, je ferai remarquer qu'une erreur d'une unité sur le second chiffre significatif de $\frac{dN}{dt}$ est multipliée par $\frac{1}{N-1}$, et par suite, dans les liquides peu réfringents, produit une erreur de deux ou trois unités sur le premier chiffre significatif de $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.

Le fait sur lequel j'insisterai, c'est la constance de cette quantité pour l'eau. Le nombre obtenu pour l'eau se retrouve dans un certain nombre de liquides, au moins comme moyenne, et précisément parmi ceux dont le coefficient de dilatation paraît avoir été le mieux déterminé. Ces liquides sont les suivants :

Alcool	(Dufet).
Térébenthène	(*moyenne*).
Éther	(Lorentz).
Acide acétique	(Landolt).
Benzine	(*moyenne*).
Alcool amylique	(Landolt).
Acide phénique	id.
Acétate de méthyle	(Landolt).
Acide formique	id.
Aniline	(Dale et Gladstone).
Nitrobenzine	id.
Iodure d'éthyle	id.
Chloroforme	id.
Glycérine	(Wüllner).

Il semble bien que, dans les liquides très réfringents, la valeur absolue est plus grande (sulfure de carbone, bromure de phosphore), mais dans les liquides peu réfringents, en supposant à $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ la valeur constante que ce nombre possède pour l'eau, $-0{,}00007$, on resterait en deçà des erreurs d'expérience, car il

y a bien peu de liquides dans lesquels $\frac{dN}{dt}$ soit connu à $\frac{1}{100}$ près.

IV. Dans les corps solides, le signe de la quantité $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ change, et elle devient positive. La *diminution* d'indice par une élévation de la température est toujours plus petite que celle qu'on pourrait prévoir par l'application de la loi de Gladstone. La valeur qu'on trouve pour $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ est en général assez voisine de $+0{,}000030$; de telle sorte que, dans les solides peu réfringents et moyennement dilatables, l'indice diminue par la température comme dans les liquides; dans des solides peu dilatables et moyennement réfringents, l'indice ne varie pas (crown); plus réfringents (flint) ou très peu dilatables (calcaire, béryl), l'indice augmente. Il ne serait pas vrai de dire, comme on l'a fait, que l'indice augmente toujours dans les corps très réfringents; l'aragonite et surtout l'anglésite sont la preuve du contraire.

Nous pouvons dès lors substituer à la variation, en apparence complètement indéterminée et irrégulière, de l'indice la variation toujours dans le même sens de l'*indice moléculaire;* de sorte qu'il est possible d'indiquer *a priori,* dans un solide dont la dilatation est connue, le sens et jusqu'à un certain point la grandeur de la variation d'indice.

Il faut d'ailleurs bien remarquer que ce qui précède ne s'applique pas à la double réfraction; les divers *indices moléculaires* d'un corps biréfringent varient sous l'influence de la température de quantités inégales entre elles, bien que n'étant pas très éloignées les unes des autres, de sorte que la dilatation *cubique* ne permet en rien de prévoir les variations de la double réfraction.

Dans les solides, à cause de la petitesse des variations de la densité et de l'indice, on peut substituer à la formule des liquides

$$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}+\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}=\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$$

la formule plus simple

$$\frac{1}{N_0-1}\frac{dN}{dt}+\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}=\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}.$$

Voici les résultats que l'on obtient avec les différents solides, suffisamment connus au point de vue de la dilatation, dont la variation d'indice a été déterminée ([1]).

([1]) Dans les déterminations faites par la méthode du prisme chauffé dans une étuve, j'ai ramené la variation par rapport à l'air chaud à ce qu'elle serait par rapport à l'air froid, en ajoutant à la variation mesurée le produit de l'indice du corps par la variation d'indice de l'air.

Cristaux cubiques.

	t.	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	$N-1$.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}=-\frac{1}{D}\frac{dD}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.	
Fluorine... (Dufet).	0	D	—0,0000134	0,4339	—0,0000309	+0,0000560	+0,000025	"
			"	"	"	(Fizeau).	"	"
	25		"	"	"	+0,0000618	+0,000031	"
			"	"	"	(Kopp).	"	"
Fluorine... (Baille).	25	Li	—0,0000134	0,4321	—0,0000310	»	+0,000025	+0,000031
			133	0,4321	308	»	25	31
		D	129	0,4328	298	»	26	32
		F	115	0,4356	264	»	30	35
		"	"	"	"	»	(Fizeau).	(Kopp).
Fluorine... (Stefan).	25	D	—0,0000137	0,4339	—0,0000316	»	+0,000024	+0,000030
			"	"	"	»	(Fizeau).	(Kopp).
Fluorine (1). (Fizeau).	25	D	—0,0000111	0,434	—0,0000256	+0,0000560	+0,000030	"
			"	"	"	(Fizeau).	"	"
			—0,0000136	0,434	—0,0000313	+0,0000618	+0,000030	"
			"	"	"	(Kopp).	"	"
Sel gemme. (Stefan).	50	D	—0,0000388	0,543	—0,0000715	+0,0001223	+0,000051	"
			"	"	"	(Fizeau).	"	"
Sel gemme. (Baille).	20	D	—0,0000369	0,5441	—0,0000678	+0,0001184	+0,000051	"
	40		378	0,5433	696	1210	51	"
	60		386	0,5426	711	1236	52	"
	80		394	0,5419	727	1261	53	"
	100		402	0,5410	743	1287	54	"
Sylvine ... (Stefan).	50	D	—0,0000360	0,4825	—0,0000746	+0,0001154	+0,000042	"
			"	"	"	(Fizeau).	"	"
Diamant (2). (Baille).	67	"	+0,000012	1,411	+0,0000086	+0,0000042	+0,000013	"
			16	1,429	110	(Fizeau).	15	"
			19	1,445	134	"	18	"
Blende (3). (Baille).	57	C	—0,0000379	1,3179	+0,0000281	+0,0000207	+0,000049	"
		D	493	1,3717	359	(Fizeau).	57	"
		F	815	1,4386	567	"	77	"

(1) Les expériences faites par la méthode de M. Fizeau conduisent à des résultats notablement différents suivant les valeur du coefficient de dilatation linéaire admis pour en déduire la variation de l'indice N. Mais la valeur de $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ en est presque indépendante.

(2) Les trois indices mesurés se rapportent à : commencement du rouge,
" " du vert,
" fin du vert.

(3) Les trois indices mesurés se rapportent à : rouge (environ de C),
" jaune (environ de D),
" bleu (environ de F).

Cristaux uniaxes.

	t.	$\frac{dO}{dt}\frac{1}{O-1}$.	$\frac{dE}{dt}\frac{1}{E-1}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$ (Benoit).	$\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1}$. Ind. ordinaire.	$\frac{dn}{dt}\frac{1}{n-1}$. Ind. extraord.
	0°					
	0	−0,00001148	−0,00001305	+0,00003343	+0,0000220	+0,0000204
	10	1149	1312	3409	226	210
	20	1150	1319	3475	233	216
Quartz.....	30	1151	1325	3542	239	222
(Dufet).	40	1152	1332	3608	246	228
O − 1 = 0,5442.	50	1153	1339	3674	252	234
E − 1 = 0,5533.	60	1154	1346	3740	259	239
(*Raie D*).	70	1155	1353	3806	265	245
	80	1156	1360	3872	272	251
	90	1157	1367	3938	278	257
	100	1158	1374	4004	285	263
	20	+0,00001561	+0,00001433	+0,00000128	+0,0000168	+0,0000155
Béryl.....	30	2131	2004	145	227	215
(Dufet).	40	3613	3518	171	378	369
(*Raie D*).	"	"	"	(Benoit).	"	"
Calcaire.....	35	+0,00000115 (1)	+0,00002253	+0,00001521	+0,0000164	+0,0000377
(Fizeau).	"	256 (2)	"	(Fizeau).	178	"

(1) D'après les mesures de M. Fizeau sur une plaque parallèle à l'axe.
(2) D'après les mesures de M. Fizeau sur une plaque perpendiculaire à l'axe.

Verres ($t = 50°$).

	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	$N-1$.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\Delta}\frac{d\Delta}{dt}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
1° Verre de St-Gobain.		+0,00000162	0,5023	+0,0000032	−0,0000258	+0,000029
(Fizeau).		"	"	"	(Fizeau)	"
2° Verre de St-Gobain.		+0,00000100	0,5280	+0,0000019	+0,0000258	+0,000028
(Id.)		"	"	"	(Id.)	"
Crown de zinc (Maes).	D	0	0,5204	0	+0,0000255	+0,000026
(Id.)		"	"	"	(Id.)	"
Flint ordinaire.....		+0,00000260	0,6112	+0,0000042	+0,0000243	+0,000029
(Id.)		"	"	"	(Id.)	"
Flint lourd		+0,00000687	0,6820	+0,0000101	+0,0000198	+0,000030
(Id.)		"	"	"	(Id.)	"

Cristaux biaxes.

	t.	RAIES.	IND.	$\frac{dN}{dt}$.	N − 1.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	$\frac{dV}{dt}\frac{1}{V}$.	$\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Aragonite ..... (Rüdberg).	40°	D	α	−0,0000156	0,69555	−0,0000224	−0,0000619	+0,0000395
			β	145	0,69017	210	(Fizeau).	409
			γ	112	0,53447	210	"	409
Barytine ..... (Arzruni).	60	C	α	−0,0000151	0,6329	−0,0000239	+0,0000547	+0,0000308
			β	168	0,6339	266	(Fizeau).	281
			γ	233	0,6444	362	"	185
		D	α	142	0,6356	224	"	323
			β	151	0,6366	237	"	310
			γ	210	0,6472	324	"	223
		F	α	152	0,6420	237	"	310
			β	151	0,6430	235	"	312
			γ	237	0,6538	363	"	184
Célestine ..... (Arzruni).	60	C	α	−0,0000125	0,6191	−0,0000201	+0,0000532	+0,0000331
			β	105	0,6208	169	(Fizeau).	364
			γ	167	0,6278	266	"	266
		D	α	133	0,6215	215	"	317
			β	107	0,6233	172	"	360
			γ	165	0,6303	262	"	270
		F	α	138	0,6274	221	"	311
			β	109	0,6292	172	"	360
			γ	166	0,6363	261	"	271
Anglésite ..... (Arzruni).	60	C	α	−00,000234	0,8689	−0,0000269	+0,0000670	+0,0000401
			β	218	0,8742	249	(Fizeau).	421
			γ	324	0,8851	366	"	304
		D	α	247	0,8761	283	"	387
			β	206	0,8815	234	"	436
			γ	313	0,8924	350	"	320
		F	α	235	0,8846	266	"	404
			β	199	0,9062	221	"	449
			γ	303	0,9115	332	"	338
Gypse (1) ..... (Dufet).	20	D	α	−0,000044	0,5207	−0,000084	+0,0000698	−0,000014
			β	14	0,5228	27	(Fizeau).	+0,000043
			γ	25	0,5305	47	"	23

(1) Les résultats que j'ai autrefois obtenus sur le gypse me semblent un peu douteux au point de vue de la détermination des températures, principalement pour la variation des indices. Les nombres relatifs à la double réfraction me paraissent pouvoir être conservés; il y aurait lieu, ce que je compte faire à bref délai, de reprendre les autres mesures.

V. Dans le cas d'une dissolution, les molécules du solide dissous doivent conserver leurs propriétés optiques. Il est impossible d'admettre qu'il en soit autrement quand on voit les molécules dissymétriques affirmer cette dissymétrie par l'existence de l'hémiédrie non superposable dans les cristaux, et par celle du pouvoir rotatoire dans les dissolutions.

S'il en est ainsi, la dissolution d'un sel devra se comporter au point de vue de la chaleur d'une manière intermédiaire entre celle dont se comporte un liquide et celle dont se comporte un solide; dans le premier cas l'*indice moléculaire* décroît, dans le second il croît avec la température. Donc une dissolution devra se rapprocher de la loi de Gladstone, s'en écartant dans le même sens que les solides, si elle est extrêmement concentrée, en sens inverse si elle est étendue, les variations étant toujours plus petites en valeur absolue.

Si l'on applique la loi de Gladstone à un mélange d'indice N et de densité D, contenant un poids p d'un corps d'indice $N_1 - 1$ et de densité D_1 et un poids $(1-p)$ d'un corps d'indice $N'_1 - 1$ et de densité D'_1, on aura la relation

$$\frac{N-1}{D} = p\frac{N_1-1}{D_1} + (1-p)\frac{N'_1-1}{D'_1}.$$

Pour que cette relation se maintienne à toute température, on devra avoir

$$\frac{d\frac{N-1}{D}}{dt} = p\frac{d\frac{N_1-1}{D_1}}{dt} + (1-p)\frac{d\frac{N'_1-1}{D'_1}}{dt}.$$

Or, si l'on pose, comme précédemment,

$$N_1 - 1 = v_1(n_1 - 1),$$

on trouve sans peine

$$\frac{d\frac{N_1-1}{D_1}}{dt} = \frac{N_1-1}{D_1}\,\frac{1}{n_1-1}\,\frac{dn_1}{dt}.$$

En désignant par ε et ε' les quantités $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ que nous avons calculées ci-dessus, et par E la quantité analogue relative au mé-

lange, on devra avoir

$$\frac{N-1}{D}E = p\frac{N_1-1}{D_1}\varepsilon + (1-p)\frac{N'_1-1}{D'_1}\varepsilon'.$$

Il me paraît d'ailleurs superflu de chercher une vérification numérique de cette relation, au moins avec les données actuelles, à cause des erreurs portant sur les quantités ε et ε'; ce qui me paraît seul certain, c'est qu'elles sont de signe contraire, et que par conséquent la valeur de E doit se rapprocher de ε quand p tend vers 1, de ε' quand p tend vers zéro, en changeant de signe dans l'intervalle. Du reste, ce qui précède supposerait la loi de Gladstone appliquée aux mélanges comme rigoureuse, ce qui ne paraît pas exact dans les mélanges étudiés.

Je rapporterai comme vérification des conclusions précédentes les expériences de M. Wüllner sur des disssolutions de chlorure de zinc, celles de M. Fouqué sur des dissolutions du même sel, et celles de M. Goldschmidt sur les dissolutions d'iodure de mercure et de potassium :

Expériences de M. Wüllner ($t = 25°$).

	RAIES.	$\frac{dN}{dt}$.	N − 1.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	D_{25}.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$E = \frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Solution concentrée de chlorure de zinc : $p = 0,7181$.	C	−0,000288	0,50206	−0,000574	1,93933	+0,000595	+0,000021
	F	290	0,51401	564	"	"	31
	H_γ	291	0,53089	559	"	"	36
1er mélange : $p = 0,5744$.	C	−0,000266	0,45373	−0,000600	1,66040	+0,000597	−0,000003
	F	267	0,46389	576	"	"	+0,000021
	H_γ	268	0,46970	571	"	"	26
2e mélange : $p = 0,4787$.	C	−0,000258	0,41664	−0,000605	1,50252	+0,000587	−0,000018
	F	260	0,43587	597	"	"	10
	H_γ	261	0,44104	592	"	"	5
3e mélange : $p = 0,3590$.	C	−0,000250	0,39834	−0,000627	1,3464	+0,000589	−0,000038
	F	252	0,40657	620	"	"	31
	H_γ	253	0,41119	613	"	"	24

Expériences de M. Fouqué (1), *relatives à la raie* D.

	t.	$\frac{dN}{dt}$.	N — 1.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	D.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$E = \frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
1re solution de Zn Cl..	60°	−0,000292	0,4798	−0,000608	1,8138	+0,000618	+0,000010
	80	306	0,4739	646	1,7907	662	16
	100	319	0,4677	682	1,7664	707	25
2e solution de Zn Cl..	40	−0,000223	0,4146	−0,000538	1,4409	+0,000578	+0,000040
	60	266	0,4097	649	1,4234	647	−0,000002
	80	308	0,4040	762	1,4041	719	43
3e solution de Zn Cl..	40	−0,000168	0,3478	−0,000483	1,0704	+0,000457	−0,000026
	60	218	0,3440	634	1,0594	579	55
	80	268	0,3391	789	1,0459	704	85

Expériences de M. V. Goldschmidt,
sur les dissolutions d'iodures de mercure et de potassium.
(Liqueur de M. Thoulet.)

COMPOSÉS.	t.	$\frac{dN}{dt}$.	$N_D - 1$.	$\frac{1}{N-1}\frac{dN}{dt}$.	DENSITÉ.	$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}$.	$E = \frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$.
Iodure, 0,892..... Eau, 0,108.....	17°,79	−0,0003201	1,7177	−0,000446	3,117	+0,000481	+0,000035
Iodure, 0,778..... Eau, 0,222.....	19,35	−0,0002552	1,6306	−0,000405	2,493	+0,000526	+0,000121
Iodure, 0,444..... Eau, 0,556.....	18,2	−0,0001820	1,4339	−0,000419	1,5822	+0,000444	+0,000025

Nota. — Les résultats précédents sont tirés directement des mesures d'indices faites par l'auteur. D'après les courbes que M. Goldschmidt a déduites de ses expériences, ce serait à très peu près pour un liquide de

(1) Dans le Mémoire de M. Fouqué, les titres des dissolutions sont manifestement erronés par suite d'une erreur de transcription. Le coefficient de dilatation est déterminé par trois mesures de densité à 11°, 69° et 98°. Il me semble, par suite, difficile d'en tirer autre chose que le coefficient moyen vers 60°, ce qui se fait au moyen d'une formule

$$D = D_0 - at - bt^2.$$

densité 1,4, contenant 0,367 d'iodure pour 0,633 d'eau, que la quantité $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ serait nulle. Elle redeviendrait négative pour des liqueurs moins concentrées, comme elle l'est pour l'eau et les dissolutions salines étendues.

VI. En résumé, des mesures de variation d'indice faites jusqu'à présent pour des corps dont on connaît la dilatation, il ressort que :

1° Dans les liquides, la dérivée de l'indice en fonction de la température, toujours négative, est aussi plus grande en valeur absolue que celle qu'on déduirait de la loi de Gladstone; 2° dans les solides, elle est tantôt positive, tantôt négative et dans ce dernier cas plus petite en valeur absolue que celle qu'on déduit de la loi de Gladstone; enfin 3° les dissolutions très concentrées se comportent comme les solides, et plus étendues, comme les liquides.

Ces faits peuvent s'interpréter, comme on le fait pour la loi de Gladstone elle-même, par l'existence de molécules réfringentes disséminées dans l'éther du vide.

On a alors les lois suivantes :

1° Dans tous les liquides, l'indice moléculaire diminue quand la température augmente; dans les liquides peu réfringents, la quantité $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ est sensiblement la même. En particulier pour l'eau, cette quantité est constante de 0° à 50°, ce qui est en rapport avec ce fait que le maximum de densité ne coïncide pas avec le maximum d'indice.

2° Dans tous les solides, l'indice moléculaire augmente avec la température; la quantité $\frac{1}{n-1}\frac{dn}{dt}$ a des valeurs qui sont voisines les unes des autres, sans être identiques, comme le montre la variation de la double réfraction.

3° Les solides dissous conservent leur propriété.

4° La dérivée de l'indice moléculaire ne semble pas tendre vers zéro quand la longueur d'onde augmente; dans les liquides très réfringents, elle paraît seulement diminuer en se rapprochant d'une

valeur voisine de celles que présentent les liquides peu réfringents.

A ce Mémoire est annexé un index bibliographique des Mémoires où sont relatées les mesures que j'ai utilisées ([1]).

SUR LE DIAPASON;

PAR M. J.-L. SORET ([2]).

Il est question actuellement de la réunion d'une Conférence internationale pour la fixation du *diapason*, c'est-à-dire du nombre absolu de vibrations qui doit correspondre aux diverses notes employées en Musique.

Le diapason a beaucoup varié suivant les époques et les pays ([3]); en général, il a eu partout une tendance à s'élever graduellement, répondant, non pas à un besoin véritablement artistique des compositeurs et des musiciens, mais plutôt à un attrait populaire pour ce qui est éclatant. Si l'on compare deux instruments, d'ailleurs tout pareils, mais accordés à un diapason un peu différent, on remarque que l'instrument le plus haut est celui qui donne les sons les plus brillants; les facteurs et les luthiers ont par suite trouvé avantage à hausser le diapason pour se conformer au goût de leurs clients.

On a réagi en France contre cette tendance fâcheuse, et, en 1859, une Commission officielle ([4]) a fixé le diapason en adoptant le nombre de 870 vibrations simples, soit 435 vibrations complètes par seconde pour le la_3 (*la* du violon).

Ce chiffre est-il celui qui devrait être définitivement choisi pour le diapason international? Il semble qu'il y aurait avantage à le

---

([1]) *Voir* à la fin de ce Numéro, p. 535.

([2]) Communiqué à la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève, séance du 8 janvier 1885.

([3]) *Voir* la Note de M. Delezenne *Sur le ton des orchestres et des orgues* (*Mémoires de la Société des Sciences de Lille*, p. 1; 1854).

([4]) *Voir* le *Moniteur universel* du 25 février 1859.

baisser légèrement et à adopter 864 vibrations simples, soit 432 vibrations complètes.

En effet, comme étalon d'un nombre de vibrations, qu'il s'agisse de musique ou d'autre chose, il est naturel de prendre pour point de départ une vibration complète, soit deux vibrations simples, dans la seconde, c'est-à-dire dans l'unité de temps; cela serait conforme à la logique qui a présidé à l'établissement du système métrique français et des autres mesures fixées par convention internationale. Un mouvement vibratoire aussi lent ne produit pas d'impression musicale sur l'oreille : c'est une note *théorique* sans réalité. Mais, si, partant de cette note, on procède par octaves ascendantes, c'est-à-dire suivant l'intervalle le plus important en Musique, et le plus simple numériquement, on aura les chiffres suivants :

Nombre de vibrations		Désignation musicale		
nplètes.	simples.	française.	allemande.	Observations.
1..	2	(unité théorique)	(unité théorique)	Au-dessous de l'échelle musicale.
2.	4	»	»	
4..	8	»	»	
8..	16	»	»	
16..	32	ut_{-2}	C_{11}	Note la plus grave employée en musique. Grands tuyaux d'orgues.
32..	64	ut_{-1}	C_{1}	
64..	128	ut_1	C	Quatrième corde de violoncelle à vide.
128..	256	ut_2	c	Quatrième corde de l'alto à vide
256..	512	ut_3	c'	

.....

Le nombre de vibrations de l'*ut* étant ainsi fixé, on arrive au *la* de la manière suivante. L'*ut* grave du violoncelle étant de 64 vibrations complètes, on procède par quintes ascendantes pour obtenir le sol_1 de la troisième corde (96 vibrations complètes), le $ré_2$ de la deuxième corde (144 vibrations), et le la_2 de la première corde (216 vibrations complètes). Le la_3 du violon (deuxième

corde à vide) est à l'octave du la_2 du violoncelle et sera donné par 432 variations complètes, soit 864 vibrations simples.

Il est peut-être bon de rappeler que ce *la* n'est pas celui qui, dans la gamme *naturelle* ou de Zarlino, forme la sixte majeure de l'*ut*, et qui est placé un comma plus bas. Mais ce ne peut être une objection, car il en est de même aujourd'hui, et il en sera forcément toujours de même, quel que soit le diapason adopté. On ne peut, en effet, supposer que, pratiquement, le quatuor des instruments à cordes (violon, alto, violoncelle, contrebasse) s'accorde autrement que par succession de quintes descendantes ou ascendantes, à partir du la_3. En adoptant 432 vibrations complètes au lieu de 435, on ne change rien aux intervalles usuels, on ne fait que baisser toutes les notes de l'échelle musicale dans le rapport de 145 : 144, soit de moins d'un comma.

L'adoption de ce chiffre ne serait pas d'ailleurs une innovation musicale, car c'était presque rigoureusement le nombre de vibrations du diapason de l'Opéra de Paris avant 1834. La construction des violons de Stradivarius semble aussi indiquer que c'était là le diapason usité de son temps (1).

Ce diapason de 432 vibrations complètes présenterait les avantages suivants :

1° Il reposerait sur une base logique, le point de départ ou la note théorique fondamentale résultant d'une vibration complète dans une seconde (ut_{-6}).

2° Le diapason pratique donnant le la_3 du violon correspondrait à un chiffre très facile à retenir, 432 (quatre, trois, deux). C'est un nombre plusieurs fois divisible par 2, en sorte que tous les *la* de l'échelle musicale seraient exprimés par un nombre entier de vibrations, le la_{-2} étant de 27 vibrations complètes ($3 \times 3 \times 3$); tandis qu'on arrive à des nombres fractionnaires avec le diapason français actuel.

3° Les chiffres correspondant aux *ut* seraient faciles à retrouver, car ce sont toujours des puissances de 2.

4° Les chiffres correspondant aux notes gagneraient en général

(1) D'après Savart, si l'on fait résonner l'air contenu dans la caisse des violons de Stradivarius, on trouve pour tous l'*ut* de 512 vibrations simples.

en simplicité, comparativement au diapason français actuel et au diapason allemand de 440 vibrations, adopté en 1834 par le Congrès de Stuttgart (*voir* le Tableau final). En particulier, les sons de toutes les cordes à vide du violon, de l'alto, du violoncelle et de la contrebasse à trois ou quatre cordes seraient représentés par des nombres entiers de vibrations.

5° Le nombre de vibrations correspondant à un comma pour les différentes notes serait aussi très simplifié (*voir* le Tableau final).

6° Les physiciens et les physiologistes se servent de diapasons pour un grand nombre de mesures. Ils emploient en général comme étalon le diapason ut_2 de 128 vibrations complètes. La plupart des cabinets de Physique possèdent la série des diapasons donnant les harmoniques de cet ut_2, avec les résonnateurs correspondants, ainsi que la gamme de Zarlino d'ut_3 à ut_4. Ce matériel, avec quelques additions, telles que le la_3 de 432 vibrations complètes, pourrait servir à beaucoup d'expériences d'acoustique musicale et même d'études pour les artistes.

7° On se rapprocherait du diapason qui était en usage lors de la composition des principales œuvres de Musique classique.

Le Tableau suivant donne pour le ton d'*ut* majeur, dans la gamme naturelle et celle de Pythagore, les nombres de vibrations des notes et des commas correspondants, suivant que l'on adopte le diapason proposé, le diapason actuel français ou le diapason allemand fixé en 1834 par le Congrès de Stuttgart. Ce Tableau fait ressortir la simplicité relative des nombres déduits du diapason de 432 vibrations complètes, soit 864 vibrations simples.

Notes.	Intervalles.	Diapason proposé : 432 vibr. complètes égalent 864 vibr. simples.		Diapason français actuel : 435 vibr. complètes égalent 870 vibr. simples.		Diapason allemand 1834 : 440 vibr. complètes égalent 880 vibr. simples.	
		Note.	Comma.	Note.	Comma.	Note.	Comma.
Ut.....	1	256	3,2	257,778	3,2222	260,741	3,2593
Ré$_1$.....	$\frac{10}{9}$	284,444	3,5556	286,423	3,5803	289,712	3,6214
Ré.....	$\frac{9}{8}$	288	3,6	290	3,6250	293,333	3,6667
Mi.....	$\frac{5}{4}$	320	4,0	322,222	4,0278	325,926	4,0741
Mi (violon)..	$(\frac{9}{8})^2$	324	4,05	326,250	4,0781	330	4,125
Fa.....	$\frac{4}{3}$	341,333	4,2667	343,704	4,2963	347,655	4,3457
Sol.....	$\frac{3}{2}$	384	4,8	386,667	4,8333	391,111	4,8889
La.....	$\frac{5}{3}$	426,667	5,3333	429,630	5,3704	434,568	5,4307
La (violon)..	$\frac{27}{16}$	432	5,4	435	5,4375	440	5,5
Si.....	$\frac{15}{8}$	480	6,0	483,333	6,0417	488,889	6,1111
Si.....	$\frac{243}{128}$	486	6,075	489,375	6,1172	495	6,1875
Ut.....	2	512	6,4	515,555	6,4444	521,481	6,5185

WIEDEMANN'S ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

Tomes XXI, XXII, XXIII; 1884.

W. WEBER. — Construction du pendule réversible de Bohnenberger, t. XXII, p. 439-449.

On peut se proposer de placer les couteaux d'un pendule réversible, formé d'une tige cylindrique, de telle sorte qu'une variation donnée de leur distance ait la moindre influence possible sur la durée de l'oscillation. On trouve que cette condition est réalisée quand on a

$$t = \pi\sqrt{3,02045\,\frac{a}{g}},$$

et que les couteaux sont alors placés symétriquement à une distance du milieu $x = 0,37835a$; a représente le moment d'inertie

(1) Valeur obtenue par Delezenne.

du pendule autour de son centre de gravité. On peut calculer a géométriquement, et l'on déduira la longueur l du pendule simple synchrone

$$l = 3,02045\,a$$

d'une mesure du temps t, sans avoir d'autres mesures de longueur à effectuer que celle des dimensions géométriques de la tige.

A. BLUMCKE. — Mesure du poids spécifique de liquides qui ne peuvent exister que sous pression, t. XXIII, p. 404-415.

La mesure du poids spécifique se déduit de l'observation d'un flotteur à charnière, plongeant dans le liquide et muni d'un miroir dans lequel on observe l'image d'une règle divisée. Pour tarer l'appareil, on fait des expériences préliminaires, dans lesquelles le flotteur plonge dans une série de dissolutions connues de sel marin, et l'on s'assure que la correction à faire subir aux résultats, pour tenir compte de la compressibilité du flotteur, est négligeable.

Les expériences de l'auteur ont été faites sur des dissolutions d'acide carbonique. Ce gaz est d'abord refoulé dans un réservoir de volume connu où se trouve le flotteur; on introduit dans le même réservoir une masse d'eau mesurée d'avance, et l'on déduit le poids d'acide carbonique dissous de l'observation de la température et de la pression, avant et après l'introduction de l'eau, en faisant usage de la formule connue de M. Clausius

$$p = \frac{T.0.003688}{v - 0,000843} - \frac{2,0935}{T(v + 0,000977)^2}.$$

Les poids spécifiques S des dissolutions sont fidèlement représentés par la formule

$$S = \frac{1 + n.0,001965}{1 + n.0,001568},$$

dans laquelle n est le volume d'acide carbonique, mesuré à 0° et sous la pression de 760^{mm}, dissous dans l'unité de volume d'eau. Comme 0,001965 est le poids en grammes du centimètre cube d'acide carbonique normal, le numérateur de S est le poids de la dissolution contenant 1^{gr} d'eau; le dénominateur représente donc son volume, et par suite le volume de l'eau augmente des 0,001568 de sa valeur pour chaque centimètre cube de gaz dissous. Voici

les nombres trouvés ar divers expérimentateurs pour cette même augmentation de volume :

Bergmann	0,00175 à 2°
V. Wroblewski	0,00206 de 9° à 12°
Angström	0,00125
Mackenzie et Nichols	0,00130 à 2° 0,00138 à 18°.

P. HOFFMANN. — Sur l'écoulement de l'air à travers des tubes de longueur quelconque, t. XXI, p. 470-494.

L'auteur trouve par le calcul une formule approchée, représentant la loi de l'écoulement par un tube capillaire, trop court pour obéir à la loi de Poiseuille. Il suppose à cet effet que la trajectoire des molécules d'air est rectiligne à l'intérieur du tube capillaire, et il considère les deux extrémités du tube comme des ouvertures percées en mince paroi.

Les expériences de M. Hoffmann vérifient à peu près sa formule. Il conclut :

1° Que, quand la loi de Poiseuille n'est plus applicable, il faut en chercher la cause principale dans les perturbations produites par les deux orifices et surtout par l'orifice d'entrée;

2° Que, si l'on prend pour ordonnées les durées d'écoulement d'une masse d'air quelconque (sous pression constante ou sous une pression variable), comme abscisses les longueurs des tubes, de diamètre constant, à travers lesquels l'écoulement s'effectue, on obtient des courbes presque rectilignes rapidement ascendantes, intermédiaires à la droite et à l'hyperbole.

O. SCHUMANN. — Coefficient de frottement des gaz et des vapeurs. Sa variation avec la température, t. XXIII, p. 353-403.

En 1881, MM. L. Meyer et Schumann (1) ont publié des mesures des coefficients de frottement η de nombreux éthers, obtenues par l'écoulement à travers des tubes capillaires. La méthode se prêtait difficilement à l'étude de la variation de ces coefficients avec

(1) L. Meyer et O. Schumann, *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 1; 1881.

la température. M. Schumann ayant voulu lui substituer, dans ses recherches actuelles, la méthode du disque oscillant, a obtenu des valeurs de η qui dépendaient des dimensions des appareils employés, et qui s'écartaient de la valeur théorique d'autant plus que la température était plus haute. Il croit pouvoir en conclure que la formule de Maxwell, employée pour le calcul des expériences, est insuffisante, et il la corrige empiriquement pour l'appareil particulier dont il a fait usage, de manière à obtenir des résultats concordants. Les valeurs de η qu'il obtient, par ce calcul un peu contestable, sont plus petites que celles qu'on avait indiquées jusqu'ici, et en particulier que celles qui résultent des expériences d'écoulement. Cette différence tiendrait, d'après M. Schumann, à ce qu'on néglige l'influence de la couche de gaz condensée sur les parois des tubes capillaires; or celle-ci, d'après les recherches de MM. Magnus, Chappuis, Kayser, etc., doit posséder une épaisseur parfaitement comparable au diamètre des tubes capillaires; le tube réel dans lequel se meut le gaz a donc un diamètre inférieur au diamètre que l'on a introduit à tort dans le calcul; on a dû trouver ainsi des valeurs de η trop fortes. M. Schumann essaye de faire la correction : les valeurs de η qu'il obtient alors coïncident à peu près avec celles qu'il a trouvées par la méthode du disque et l'emploi de la formule de Maxwell corrigée empiriquement.

On admet d'ordinaire que le coefficient de frottement d'un gaz dépend de la température par la formule

$$\eta = \eta_0 \sqrt{1 + \alpha t}, \tag{1}$$

que fournit la théorie des gaz, quand on suppose que le rayon de la sphère d'activité d'une molécule est indépendant de la température. M. Schumann substitue à la formule (1) la formule (2)

$$\eta = \eta_0 \sqrt{1 + \alpha t}(1 + \gamma t^2), \tag{2}$$

dans laquelle α représente le coefficient de dilatation du gaz, γ la diminution du rayon de la sphère d'activité moléculaire correspondant à une élévation de température de 1°.

Pour l'air on aurait $\alpha = 0{,}003665$, $\gamma = 0{,}000802$ et pour l'acide carbonique $\alpha = 0{,}003701$, $\gamma = 0{,}000889$. Quant aux vapeurs étudiées par M. Schumann, il trouve pour la benzine $\gamma = 0{,}00185$ et pour toutes les autres vapeurs $\gamma = 0{,}00164$.

A. WINKELMANN. — Sur la diffusion des gaz et des vapeurs, t. XXII, p. 1-31 et 152-161.

La théorie des gaz fait dépendre leur coefficient d'interdiffusion du chemin moyen parcouru par une molécule et de la vitesse du mouvement de translation des molécules de chacun des deux gaz que l'on considère. Mais, tandis que Maxwell (1) et Stefan (2) considèrent le coefficient de diffusion comme une constante, O.-E. Meyer (3) donne une formule qui fait dépendre ce coefficient du rapport dans lequel se trouvent mélangés les gaz qui se diffusent. L'objet principal du Mémoire de M. Winkelmann est de reconnaître par l'expérience si le coefficient de diffusion des gaz et des vapeurs est une quantité constante ou variable et, dans ce dernier cas, si les variations de ce coefficient sont bien représentées par la formule de Meyer.

Voici cette formule :

$$D = \frac{\pi}{8N}\left(\frac{N_2\omega_1^2}{C_1} + \frac{N_1\omega_2^2}{C_2}\right).$$

D représente le coefficient de diffusion, N_1 le nombre de molécules du premier gaz contenues dans l'unité de volume, N_2 le nombre de celles du second gaz; N est égal à $N_1 + N_2$; ω_1 et ω_2 sont les vitesses de translation moléculaire, C_1 et C_2 les nombres de chocs qu'une molécule de chacun des gaz éprouve dans l'unité de temps.

Le calcul montre que D varie d'une manière très différente pour une même valeur de $\frac{N_1}{N_2}$, mais pour des gaz de diverses natures. Ainsi, pour le groupe hydrogène-vapeur d'eau et pour le groupe acide carbonique-vapeur d'eau, on a

$\frac{N_1}{N_2}$.	D.	
	H — HO.	H — CO^2.
$\frac{44,8}{685,2}$	0,131	0,165
$\frac{288}{442}$	0,482	0,128

(1) Maxwell, *Phil. Mag.*, 4e série, t. XX; 1860.
(2) Stefan, *Wien. Ber.*, t. LXV, p. 323; 1872.
(3) O.-E. Meyer, *Die kinetische Theorie des Gase*, p. 173; 1877.

Tandis que D croît avec $\frac{N_1}{N_2}$ dans le premier cas, il diminue dans le second.

La méthode expérimentale employée par M. Winkelmann diffère peu de celle de M. Stefan. Un liquide contenu dans un tube à essai s'évapore dans une atmosphère gazeuse, continuellement renouvelée au-dessus de l'orifice du tube. La pression extérieure demeure toujours égale à la pression atmosphérique, et l'on fait varier, d'une expérience à l'autre, le rapport entre la pression du gaz et celle de la vapeur, et par suite $\frac{N_1}{N_2}$, en changeant la température. La force élastique de la vapeur qui se diffuse est toujours la force élastique maximum correspondant à la température de l'expérience. On déduit la mesure du coefficient de diffusion de l'observation du temps et du niveau du liquide dans le tube. D'après M. Stefan, le temps t nécessaire pour que le niveau baisse de 1^{mm} devrait être exactement en raison inverse de la distance de ce niveau à l'orifice, c'est-à-dire de l'épaisseur de la couche gazeuse de composition variable comprise entre le niveau du liquide où la pression de la vapeur est égale à sa force élastique maximum, et l'orifice, où elle est nulle. L'expérience donne une variation de t un peu moins rapide que ne l'indiquerait cette loi, établie dans l'hypothèse d'un coefficient de diffusion constant.

Quelle que soit la loi de la diffusion, la quantité de vapeur $a_{1,2}$ qui passe à travers toutes les sections du tube, et qui est donnée directement par l'expérience, est proportionnelle au coefficient de diffusion $D_{1,2}$ et à une fonction $f(P, p)$ de la pression extérieure P et de la force élastique maximum p : cette fonction demeure la même quand, la température et la pression extérieure restant constantes, on changera seulement la nature du gaz dans lequel s'accomplit la diffusion. On aura donc

$$\frac{a_{1,2}}{a_{1,3}} = \frac{D_{1,2}}{D_{1,3}},$$

et l'on pourra comparer ce rapport au rapport des valeurs théoriques de $D_{1,2}$ et de $D_{1,3}$. Les expériences faites avec la vapeur d'eau, l'hydrogène, l'acide carbonique et l'air, ont donné :

		$\frac{N_1}{N_2} = \frac{288}{442}$.	$\frac{N_1}{N_2} = \frac{44,8}{685,2}$.
$\frac{D_{1,2}}{D_{1,3}}$	observé	4,78	5,42
	calculé	3,76	0,80
$\frac{D_{1,2}}{D_{1,3}}$	observé	3,22	3,44
	calculé	3,03	0,71

Il n'y a, comme on voit, aucune concordance, surtout pour les petites valeurs de $\frac{N_1}{N_2}$, c'est-à-dire pour les températures peu élevées. Il faut donc rejeter la formule de M. O.-E. Meyer.

Pour tirer de l'expérience la valeur même des coefficients de diffusion, et non plus leurs rapports, il faudrait connaître la fonction $F(P, p)$ réglant l'évaporation dans le tube. L'auteur effectue le calcul dans l'hypothèse d'un coefficient de diffusion constant. On a alors la relation

$$v = \frac{k}{h} \log \frac{P}{P - p},$$

dans laquelle k désigne le coefficient de diffusion, relatif à la pression P et à la température t de l'expérience, v le volume de vapeur, rapporté à la pression P et à la température t, qui traverse, dans l'unité de temps, une section quelconque du tube, h la distance de la surface libre du liquide à l'orifice, p la force élastique maximum de la vapeur. Les nombres ainsi calculés pour trois gaz, l'hydrogène, l'acide carbonique et l'air, et pour la vapeur d'eau, s'écartent beaucoup des nombres prévus par la théorie de M. Meyer, et notablement encore de ceux que l'on calcule par la formule de M. Stefan. Mais cette dernière formule s'applique mieux quand on remplace la vapeur d'eau par la vapeur d'alcool et elle est à peu près exacte pour la vapeur d'éther. M. Winkelmann pense que l'inexactitude de la formule de M. Stefan pourrait bien n'être qu'accidentelle, et tenir simplement à ce que l'évaporation n'est pas toujours assez rapide pour compenser exactement la diffusion. Alors la force élastique de la vapeur au voisinage immédiat de la surface du liquide descend au-dessous de sa force élastique maximum, et la formule n'est plus applicable. De nouvelles expériences de M. Winkelmann tendent à démontrer que c'est bien là l'unique cause du désaccord observé : il en résulterait que l'on

doit considérer le coefficient de diffusion des gaz comme étant rigoureusement constant, ainsi que la plupart des physiciens l'ont admis jusqu'ici.

A. WINKELMANN. — Sur la diffusion des éthers homologues dans l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique, t. XXIII, p. 203-227.

On déduit habituellement la longueur du chemin moyen l d'une molécule d'un gaz ou d'une vapeur de la mesure du coefficient de frottement intérieur, obtenue soit en faisant osciller un disque métallique dans le gaz considéré, soit en faisant écouler le gaz par un tube capillaire. On peut aussi employer, pour le même objet, la mesure du coefficient de diffusion réciproque de deux gaz ou d'un gaz et d'une vapeur : la théorie de M. Stefan, justifiée par les expériences antérieures de M. Winkelmann ([1]), fait dépendre ce coefficient de la longueur des chemins moyens l_1, l_2 des molécules des deux fluides qui se diffusent et permet ainsi de calculer l'une de ces longueurs si l'on connaît l'autre.

Les expériences de M. Winkelmann établissent d'abord que la méthode de la diffusion donne des valeurs du chemin moyen moléculaire l parfaitement comparables à celles que l'on obtient par les expériences de frottement. Elles fournissent de plus un assez grand nombre de données relatives à des corps non encore étudiés sous ce point de vue. Les substances isomères présentent des valeurs de l sensiblement égales entre elles; quant aux corps homologues étudiés par M. Winkelmann, on reconnaît que $\frac{1}{l}$ croît sensiblement en progression arithmétique pour chaque addition de CH^2. L'auteur pense qu'il faut en conclure que, dans les molécules organiques complexes, la disposition des atomes n'est point sphérique, mais que la molécule est de plus en plus aplatie à mesure qu'elle est plus compliquée, de telle sorte que la surface de la molécule croît plus vite que son volume.

([1]) *Voir* ci-dessus.

G. HANSEMANN. — Sur la diffusion des gaz à travers une paroi poreuse, t. XXI, p. 545-562.

G. KIRCHHOFF. — Sur la théorie de la diffusion des gaz à travers une paroi poreuse, t. XXI, p. 563-575.

M. Stefan (1) a proposé une théorie de la diffusion des gaz à travers une paroi poreuse, qui n'est qu'un cas particulier de sa théorie du mouvement des mélanges gazeux; car il considère la paroi poreuse comme un gaz dont les molécules sont immobiles. Il est conduit, pour la diffusion d'un gaz unique, aux mêmes résultats que Bunsen (2); mais, pour deux gaz différents, se mêlant à travers une paroi poreuse, il arrive à des résultats différents. Les expériences faites jusqu'ici (3) sont favorables à la théorie de Stefan pour le cas d'un seul gaz : notamment elles vérifient la proportionnalité de la vitesse de diffusion à la différence de pression qui la produit. Le but des recherches de M. Hansemann est de soumettre cette théorie à un contrôle plus complet : il utilise à cet effet les résultats analytiques obtenus par M. Kirchhoff.

M. Kirchhoff intègre les équations différentielles de M. Stefan pour le cas d'un seul gaz, dans l'hypothèse que le diaphragme contient à l'origine le même gaz que l'une des chambres de diffusion et sous la même pression. Il obtient ensuite des équations qui permettent de déduire le coefficient d'interdiffusion libre de deux gaz de la valeur du coefficient de diffusion de chacun d'eux, mesurée par des expériences avec la paroi poreuse.

Les expériences de M. Hansemann ont porté sur l'oxygène et l'hydrogène : elles ont été réalisées à l'aide d'un diffusiomètre de construction spéciale, permettant d'opérer, pour un seul gaz, avec des différences de pression plus considérables que celles qui avaient été employées antérieurement. Un agitateur métallique tourne lentement dans la chambre postérieure, sous l'influence de la rotation d'un aimant extérieur à la chambre.

---

(1) Stefan, *Wien. Ber.*, t. LXIII, p. 111; 1871.

(2) Bunsen, *Gasometrische Methoden*, 2e édition, p. 267 et suiv.

(3) G. Hufner, *Wied. Ann.*, t. XVI, p. 253, 1882; Stefan, *loc. cit.*; Bunsen, *loc. cit.*

Le calcul du coefficient de diffusion propre des deux gaz n'a soulevé aucune difficulté : les expériences fournissent des nombres parfaitement concordants; mais le calcul du coefficient de diffusion réciproque au moyen de ces coefficients ne réussit pas. On trouve pour le coefficient d'interdiffusion des valeurs qui décroissent avec le temps, et dont la limite supérieure est notablement plus petite que le coefficient mesuré directement par M. Loschmidt (1).

La théorie de M. Stefan n'est donc pas vérifiée : elle implique l'hypothèse que la diffusion s'exécute dans les vides des corps poreux, d'après les mêmes lois que dans un espace illimité; la paroi poreuse exerce certainement une action propre, que M. Stefan n'a pas prise en considération.

W.-C. RÖNTGEN. — Influence de la pression sur la viscosité des liquides, et de l'eau en particulier, t. XXII, p. 510-518.

E. WARBURG et J. SACHS. — Influence de la densité sur la viscosité des liquides, t. XXII, p. 518-522.

MM. Warburg et J. Sachs cherchent à représenter le coefficient de frottement μ d'un liquide par les formules

$$\mu = \mu_0(1 + \alpha p), \quad \mu = \mu_0(1 + \beta s),$$

dans lesquelles s est la compression produite par la pression p. En désignant par z le coefficient de compressibilité, on a

$$\beta = \frac{\alpha}{z}.$$

Voici les valeurs des constantes α, β, z aux températures t (2). Les valeurs de α et de β ne sont, bien entendu, qu'assez grossièrement approchées :

	Acide carbonique liquide, $t = 25°,1$.	Éther, $t = 20°$.	Benzine, $t = 20°$.	Eau, $t = 20°$.
$\alpha.10^6$.....	7470	730	930	—170
$z.10^6$.....	3040	173	91	+ 45
β.....	2,5	4,2	10,2	— 3,8

(1) LOSCHMIDT, *Wien. Ber.*, t. LXI, p. 376; 1870.

(2) Les valeurs de z, pour l'éther et la benzine, ont été empruntées à M. Amagat (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. XI, p. 520); pour l'eau, la valeur adoptée est celle de Grassi.

Le coefficient de frottement augmente pour l'acide carbonique, l'éther et la benzine, il diminue pour l'eau. M. Röntgen avait démontré la diminution du coefficient de frottement de l'eau dès 1881.

O. ROTHER. — Mesures de constantes capillaires de dissolutions salines et de leurs mélanges, t. XXI, p. 576-615.

Ces mesures ont été réalisées à l'aide de tubes elliptiques bien réguliers. Elles se rapportent à l'eau, aux chlorures de potassium et de sodium, aux sulfates de potasse et de soude et à leurs mélanges.

Pour l'eau à 15° l'auteur trouve en moyenne pour valeur de la constante capillaire a^2_{15}

$$a^2_{15} = 14,714 \text{ C.G.S.}$$

Les constantes capillaires des dissolutions séparées des quatre sels seraient représentées par les formules

$$\begin{aligned}
\text{NaCl} \ldots\ldots\ldots \quad & a^2_{15} = 14,694 - 0,3225y + 0,0257y^2, \\
\text{Cl} \ldots\ldots\ldots\ldots \quad & a^2_{15} = 14,719 - 0,4166y + 0,0402y^2, \\
\text{Na}^2\text{SO}^4 \ldots\ldots \quad & a^2_{15} = 14,723 - 0,7409y + 0,0686y^2, \\
\text{K}^2\text{SO}^4 \ldots\ldots\ldots \quad & a^2_{15} = 14,741 - 0,8713y + 0,1467y^2,
\end{aligned}$$

dans lesquelles y est le nombre d'équivalents de sel dissous dans 100^{cm} d'eau. On remarquera que ces formules ne donnent pas des valeurs rigoureusement identiques pour $y = 0$, c'est-à-dire pour le cas de l'eau pure.

Les constantes capillaires des dissolutions mixtes se calculent assez exactement par la simple loi des mélanges.

C. BENDER. — Études sur les dissolutions salines, t. XXII, p. 179-203.

L'auteur appelle *dissolutions salines correspondantes* des dissolutions sans action réciproque les unes sur les autres et telles que les constantes physiques de leurs mélanges soient la moyenne arithmétique de celles des dissolutions séparées. Il étudie la densité, la dilatation et la résistance électrique des chlorures de potassium, de sodium, d'ammonium et de baryum et conclut que les dissolutions correspondantes sont telles que le nombre de molé-

cules des divers sels que l'on compare s'y trouvent dans un rapport simple.

W. MÜLLER-ERZBACH. — Nouvelle méthode pour mesurer la force élastique de la vapeur d'eau dans les sels hydratés, t. XXIII, p. 607-625.

Cette méthode consiste à déterminer simultanément la perte de poids qu'éprouvent deux tubes identiques contenant, l'un de l'eau, l'autre le sel hydraté, dans une atmosphère desséchée par l'acide sulfurique. L'auteur admet que le rapport de ces pertes de poids est rigoureusement égal au rapport des forces élastiques de la vapeur d'eau dans les deux tubes.

Il trouve ainsi que l'évaporation des sels hydratés, dans l'air complètement sec, donne des tensions de dissociation constantes. D'après la marche de ces tensions, on serait conduit à admettre l'existence de trois hydrates de phosphate de soude, correspondant à deux, sept et douze molécules d'eau; de deux hydrates de borate de soude à cinq et à dix molécules d'eau, de deux hydrates de carbonate de soude à une et à dix molécules d'eau, tandis que dans le sulfate de soude toute l'eau combinée entrerait au même titre.

A.-W. VELTEN. — Chaleur spécifique de l'eau, t. XXI, p. 31-64.

L'auteur a mesuré la chaleur spécifique de l'eau : 1° par la méthode des mélanges; 2° à l'aide du calorimètre de glace. Les résultats obtenus sont bien complexes. La formule qui a paru à l'auteur la plus propre à les représenter est

$$(1)\quad \begin{cases} k_t = 1 + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3; \\ \frac{\alpha}{2} = -0{,}0007312756, \\ \frac{\beta}{3} = +0{,}0000079327, \\ \frac{\gamma}{4} = -0{,}0000000026 79. \end{cases}$$

k_t est la chaleur spécifique vraie à t_0. La chaleur spécifique

moyenne entre t et T se calculerait par la formule

$$(2) \quad C_{T,t} = 1 + \frac{\alpha}{2}(T+t) + \frac{\beta}{3}(T^2 + Tt + t^2) + \frac{\gamma}{4}(T^2 + t^2)(T+t).$$

La formule (1) indiquerait un minimum de k_t pour 43°,5 et un maximum pour 104°,5. L'auteur cherche à établir qu'elle représente aussi bien les expériences de von Münchhausen (1), de Rowland (2) et celles de Regnault (3) que les siennes propres.

F. STENGER. — Sur la conductibilité calorifique de la tourmaline, t. XXII, p. 522-528.

MM. S.-P. Thompson et O. Lodge (4) avaient tenté d'expliquer la pyro-électricité de la tourmaline en admettant qu'elle possède une conductibilité calorifique unilatérale, c'est-à-dire qui n'est pas la même quand la propagation suivant l'axe se fait dans un sens ou dans le sens opposé. Deux séries d'expériences assez peu concordantes avaient été effectuées, l'une par la méthode de Senarmont, l'autre par une méthode spéciale consistant à observer le temps qu'une masse de mercure met à recevoir une certaine quantité de chaleur à travers une plaque de tourmaline fermant une étuve à vapeur. Ces expériences avaient paru favorables à l'hypothèse de la conductibilité unilatérale.

M. Stenger mesure la conductibilité de la tourmaline par la méthode de M. Fr. Weber (5). Il emploie à cet effet des plaques dont il a vérifié d'avance la parfaite homogénéité, au moyen des figures de Kundt (6). Dans ces conditions, il a été impossible de constater la moindre trace de conductibilité unilatérale. Le résultat contraire de MM. Thompson et Lodge doit tenir à des causes accidentelles, par exemple au défaut d'homogénéité des cristaux qu'ils ont étudiés.

---

(1) V. Munchhausen, cité par Wüllner, *Wied. Ann.*, t. I, 373; 1877.
(2) Rowland, *Proceed. of the Amer. Acad.*, 1879.
(3) Regnault, *Mémoires de l'Académie des Sciences*, t. XXI, p. 729; 1847.
(4) S.-P. Thompson et O. Lodge, *Phil. Mag.*, 5e série, t. VIII, p. 18; 1879.
(5) Fr. Weber, *Wied. Ann.*, t. X, p. 103; 1880.
(6) Kundt, *Wied. Ann.*, t. XX, p. 592; 1883.

L. BOLTZMANN. — **Sur la quantité de travail qui peut être fournie par les combinaisons chimiques, t. XXII, p. 39-72.**

Le problème de la dissociation a déjà été traité par MM. Gibbs (1) et Van der Waals (2). A son tour M. Boltzmann aborde ce sujet par une méthode différente. Il se borne à traiter le cas de la dissociation d'une combinaison gazeuse de deux éléments gazeux, et en particulier la dissociation en atomes séparés d'un gaz à molécules diatomiques.

M. Boltzmann applique le Calcul des probabilités au mouvement des atomes constituant les molécules ; il est ainsi conduit à exprimer qu'une certaine fonction des nombres N_1 des atomes libres, N_2 des molécules diatomiques non dissociées et de la force vive moyenne du mouvement de translation des molécules est maximum. Le nombre total des atomes

$$N_1 + 2N_2 = A \tag{1}$$

étant une constante donnée, la fonction à rendre maximum ne contient que deux variables indépendantes; le nombre des relations que l'on obtient en exprimant qu'elle est maximum est donc de deux seulement. Elles font dépendre le rapport $\frac{N_1}{N_2}$ ou, ce qui revient au même, le rapport

$$q = \frac{N_1}{A}, \tag{2}$$

de la pression p, de la température centigrade t et d'une fonction σ de la température dont on ne connaît pas la valeur, par la relation

$$q^2 = \frac{\varepsilon\sigma t}{p}(1 - q^2); \tag{3}$$

ε est une constante.

En appliquant le second principe de la Thermodynamique, on obtient une nouvelle relation où entre une fonction inconnue de σ; mais, si l'on admet, ce qui paraît conforme à l'expérience,

---

(1) Gibbs, *Sill. am. Journal*, t. XVIII, p. 277; 1879.

(2) Van der Waals, *Verslagen en Mededel. d. K. Acad. v. Wetensch.*, t. XV, p. 19; 1880.

que la chaleur de combinaison de deux substances ne varie pas sensiblement avec la température que possèdent les éléments, avant et après la combinaison, on peut expliciter la valeur de σ, et q se trouve déterminé par la formule

$$(4) \qquad q = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{p}{at} 10^{\frac{b}{t}}}};$$

a et b sont des constantes, dont M. Boltzmann indique la signification physique assez complexe.

M. Boltzmann applique la formule (4) à l'étude de la dissociation de l'acide hypoazotique N^2O^4 en deux molécules NO^2 et compare les valeurs de q calculées par la formule à celles qui se déduisent des expériences de MM. Deville et Troost et de M. A. Naumann (2) : la concordance est satisfaisante. De plus, à l'aide de la constante b, M. Boltzmann calcule la chaleur y nécessaire pour dissocier un kilogramme d'acide hypoazotique. Il trouve

$$y = 151^{cal},3.$$

Les expériences de MM. Berthelot et Ogier (3) ont donné

$$y = 144^{cal},$$

nombre sensiblement identique au précédent.

Les expériences de MM. Fr. Meier et G.-M. Crafts (4) fournissent encore une bonne vérification de la formule (4); on peut donc aussi calculer y, et l'on trouve

$$y = 112,5.$$

Ce nombre représente donc, avec quelque vraisemblance, la quantité de chaleur nécessaire pour dissocier l'unité de poids de vapeur d'iode.

---

(1) Deville et Troost, *Comptes rendus*, t. LXIV, p. 237; 1867.

(2) Naumann, *Ber. der ch. Gesellsch.*, p. 2045; 1878.

(3) Berthelot et Ogier, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5e série, t. XXX; *Journal de Physique*, 2e série, t. III.

(4) Crafts, *Ber. der chem. Gesellsch.*, t. XIII, p. 851; 1880.

L. BOLTZMANN. — Relation entre le rayonnement calorifique et le second principe de la Thermodynamique, découverte par M. Bartoli, t. XXII, p. 31-39.

M. Bartoli (1) fait observer qu'un espace vide, traversé par des radiations calorifiques, possède une énergie proportionnelle à son volume; car, si l'on imagine que la radiation cesse de se produire, la chaleur continuant à se propager dans le vide avec sa vitesse normale, une surface limitant en avant l'espace considéré recevra de la chaleur, dont la quantité sera proportionnelle à la surface qui reçoit et au temps pendant lequel elle reçoit, c'est-à-dire à la surface et à l'épaisseur du milieu ou, en dernière analyse, proportionnelle au volume considéré.

Cela posé, M. Bartoli imagine quatre surfaces A, B, C, D dont chacune est enveloppée par celles qui suivent : les surfaces extrêmes A et D ont un pouvoir émissif égal à celui du noir de fumée; les surfaces intermédiaires, une conductibilité calorifique nulle et un pouvoir réflecteur absolu. La surface intérieure A est maintenue à une température t_1, D à une température $t_2 < t_1$; C possède un trou qui permet à la surface D de rayonner dans l'espace compris entre B et C : tout l'espace entre D et B est donc à la température t_2. A un moment donné, le trou de C se ferme, la surface C se contracte jusqu'à se confondre presque avec B, et un trou s'ouvre dans B. L'énergie qui se trouvait entre C et B sous forme de chaleur rayonnante se trouve ainsi chassée sur la surface A, et de la chaleur a été transportée d'une source plus froide t_2 sur une source plus chaude t_1, ce qui, d'après le second principe de la Thermodynamique, ne peut avoir lieu sans dépense de travail. Il faut donc admettre, soit que l'espace rayonnant exerce des forces sur les corps exposés au rayonnement, soit que le déplacement d'un corps dans cet espace est accompagné d'un phénomène analogue au frottement.

M. Boltzmann soumet au calcul la première de ces hypothèses, en modifiant un peu le cycle d'opérations de M. Bartoli, de manière à le rendre réversible. L'état initial sera celui où les sur-

(1) Bartoli, *Sopra i movimenti prodotti della luce e del calore*, Firenze, 1876.

faces B et C ont le même volume; le trou de C est ouvert, celui de B est fermé : 1° B se dilate d'une quantité v et reçoit sur sa surface intérieure le rayonnement de D à la température t_2, sur sa surface extérieure celui de A à la température $t_1 < t_2$: ses deux faces éprouvent des pressions qui ne dépendent que des températures t_1 et t_2 : un certain travail est donc évolué par la dilatation de B; 2° le trou de C se ferme et le volume de B augmente encore jusqu'à ce que l'espace compris entre B et C ait pris la température t_1; 3° le trou de B s'ouvre de nouveau, celui de B se ferme et le volume de B redevient égal à C : les deux faces de B reçoivent alors un rayonnement à la même température et cette dernière opération n'est accompagnée d'aucune dépense de travail. Le système est ainsi revenu à l'état initial, et le cycle d'opération parcouru est réversible. D'après le second principe de la Thermodynamique, le quotient de la quantité de chaleur enlevée à D, par la température absolue correspondante T_2, doit être égal à celui de la chaleur fournie à A divisée par T_1. On obtient ainsi une relation qui lie la pression résultante éprouvée par une surface à la différence des températures qui règnent sur ses deux faces opposées. Si l'on admet avec Stefan (1) que le rayonnement est proportionnel à la quatrième puissance de la température, et que l'on admette la valeur du pouvoir émissif absolu du noir de fumée, donnée par M. Christiansen (2), on trouve que, quand les deux faces sont respectivement à 0° et à 100° C., la pression résultante est de $0^{mg},0002$ par centimètre carré; elle deviendrait 10000 fois plus forte, si l'on remplaçait la température de 100° par celle de 3000°.

L. BOLTZMANN. — La loi de Stefan relative à la variation du rayonnement avec la température peut se déduire de la théorie électromagnétique de la lumière, t. XXII, p. 291-294.

Maxwell déduit de la théorie électromagnétique de la lumière la proposition suivante : *Un faisceau de lumière ou de chaleur tombant normalement sur une surface exerce sur elle une pres-*

(1) Stefan, *Wien. Ber.*, t. LXXIX, p. 423; 1879.
(2) Christiansen, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 210; 1883.

sion égale à l'énergie qui existe dans l'unité de volume d'éther, par suite du mouvement lumineux. Soit un espace vide entouré de parois imperméables à la chaleur, dont la température est t. La chaleur reçue par un élément de paroi arrive dans toutes les directions possibles, et un raisonnement, analogue à celui que Krönig a introduit dans la théorie des gaz, permet d'établir que la pression réelle est le tiers de celle qui se produirait si l'incidence de tous les rayons de chaleur était normale. Soient $f(t)$ la pression, $\psi(t)$ l'énergie de l'unité de volume d'éther, la relation fournie par la théorie électromagnétique de la lumière est

$$f(t) = \tfrac{1}{3}\psi(t). \tag{1}$$

D'autre part, M. Boltzmann, dans le Mémoire que nous venons d'analyser, a obtenu, par l'application du second principe de la Thermodynamique, la relation

$$f = t\int\psi\frac{dt}{t^2},$$

qui donne par différentiation

$$t\,df - f\,dt = \psi\,dt. \tag{2}$$

Cette relation combinée avec (1) donne

$$t\frac{d\psi}{3} = 4\psi\frac{dt}{3}$$

$$\psi = ct^4. \tag{3}$$

C'est précisément la loi de Stefan.

H. SCHNEEBELI. — Recherches sur la chaleur rayonnante, t. XXII, p. 430-438.

M. Schneebeli fait remonter l'invention du bolomètre, employé par M. Langley, à Svanberg qui décrit une disposition du même genre dans le t. LXXXIV des *Annales de Poggendorff*. Il insiste sur la nécessité de maintenir la résistance sensible exposée à la radiation pendant un temps suffisant pour que sa température reste désormais invariable.

1° L'auteur a fait des mesures relatives au coefficient d'absorption du verre ; il trouve pour coefficient k une valeur qui décroît

quand la température s'élève. On aurait

A	100°	$k = 2,4$
A	250	1,47
A	1000 environ	0,42

2° M. Schneebeli décrit des expériences faites en vue de vérifier la loi de la radiation proposée par M. Stefan : $\psi(t) = ct^4$. Il trouve que cette formule est correctement applicable entre 400° et 1000°.

3° Enfin M. Schneebeli étudie la radiation totale émise par une lampe de Swan, que l'on amène du rouge sombre au blanc, par une augmentation progressive de l'intensité du courant ; il mesure en même temps l'éclat de la lampe. Le rapport de l'éclat lumineux à la radiation totale croît rapidement avec la température ; mais le rapport de cette radiation au carré de l'intensité du courant demeure très sensiblement constant, ce qui est une vérification de la loi de Joule.

C. CHRISTIANSEN. — Sur l'émission de la chaleur par les surfaces qui ne sont pas planes, t. XXI, p. 364-369.

On sait qu'on augmente notablement le pouvoir émissif d'une surface quand on la dépolit. En dehors des causes invoquées jusqu'ici pour expliquer cette augmentation, M. Christiansen fait observer qu'une surface dépolie envoie non seulement de la chaleur émise directement, mais encore de la chaleur d'abord émise, puis réfléchie. Pour établir la portée de cette observation, il emploie un cube de laiton dont une face A_1 est plane ; les faces A_2 et A_3 sont dentelées, les angles des dents étant respectivement de 90° et de 45° ; enfin la face A_4 porte un grand nombre de cavités coniques. Toutes les surfaces reçoivent le même degré de poli, et leurs pouvoirs émissifs apparents dans la direction normale aux faces du cube se trouvent être entre eux comme 1 : 2,05 : 2,66 : 8,7. Le pouvoir émissif apparent des trous coniques est sensiblement égal à celui d'une surface égale à leur base, recouverte de noir de fumée.

Il est bien évident que la quantité de chaleur réfléchie mêlée à la chaleur directement émise est incomparablement plus faible

dans le cas d'une surface dépolie que dans l'expérience de M. Christiansen. Au reste, l'auteur ne conteste pas que d'autres causes, par exemple l'écrouissage superficiel, ne puissent influer d'une manière efficace sur la valeur du pouvoir émissif d'une surface.

W.-C. RÖNTGEN. — Nouvelles recherches sur l'absorption de la chaleur par la vapeur d'eau, t. XXIII, p. 1-49 et 259-298.

Les recherches contradictoires de Tyndall et de Magnus ont laissé douteuse, pour beaucoup de physiciens, la réalité de l'absorption exercée par la vapeur d'eau sur les rayons calorifiques. En tout cas, la discussion qui a eu lieu entre ces illustres expérimentateurs a mis en évidence les principales difficultés de la question, et les causes d'erreur contre lesquelles on doit se mettre en garde dans des recherches de cette nature. En particulier, quand on ferme l'appareil d'absorption par une plaque de sel gemme, comme l'a fait Tyndall et comme le fait encore M. Röntgen, on peut craindre :

1° Que l'augmentation de pression que l'on constate à l'intérieur de l'appareil d'absorption ne provienne de la vaporisation d'eau liquide, qui pourrait recouvrir la face intérieure de la plaque de sel gemme ou les faces métalliques polies de l'appareil;

2° Que la chaleur cédée à la masse gazeuse par les parois ne diffère, suivant que l'appareil contient de l'air sec ou humide;

3° Que l'accroissement de l'absorption de chaleur ne tienne à une diminution du pouvoir réflecteur des parois et de la diathermancie du sel gemme, résultant de l'adhésion de la vapeur d'eau aux parois.

Pour répondre à ces diverses objections, l'auteur a fait de nombreuses expériences complémentaires, séparé le sel gemme du gaz humide par une couche d'un gaz sec inerte, remplacé le sel gemme par du verre, chauffé l'appareil d'absorption à 182° dans la vapeur d'aniline, etc. Le phénomène essentiel s'est toujours montré le même, tel que nous allons le décrire, après avoir fait connaître la disposition générale des expériences et la méthode d'observation.

L'appareil employé est un cylindre de laiton parfaitement poli à l'intérieur et à l'extérieur, fermé en arrière par une plaque de laiton poli, en avant par une plaque de sel gemme parfaitement transparente, mastiquée à chaud sur l'appareil. Le gaz à étudier, sec ou chargé de vapeur d'eau par son passage sur de la glace ou dans un flacon laveur convenable, est introduit dans l'appareil par des tubulures à robinet : aucun tube de caoutchouc n'est en contact avec le gaz pendant sa préparation ou son introduction dans l'appareil. L'auteur croit pouvoir garantir qu'il n'a opéré que sur des gaz chimiquement purs.

Les sources calorifiques employées ont été : 1° un bec Bunsen; 2° une lampe Drummond; 3° un ballon rempli d'aniline ou d'eau en ébullition; 4° un verre rempli d'un mélange réfrigérant à — 40°. Elles étaient placées à quelques centimètres en avant de l'appareil d'absorption.

Les variations de pression produites dans l'appareil, par suite de l'absorption de chaleur, étaient enregistrées à l'aide d'un tambour de Marey. C'est à l'emploi de cette disposition manométrique que M. Röntgen attribue presque exclusivement le succès de ses expériences. Et d'abord la nature de la courbe qu'elle fournit permet de décider immédiatement si l'absorption de chaleur doit réellement être attribuée au gaz ou si l'échauffement du gaz n'est que la conséquence de l'échauffement des parois. Dans le premier cas en effet, le gaz est toujours plus chaud que la paroi, et, quand on supprime brusquement le rayonnement de la source, le gaz doit éprouver un refroidissement très rapide; tandis que s'il a été échauffé par la paroi, le gaz est toujours plus froid qu'elle, et sa température passe par un maximum aussitôt après la suppression du rayonnement, pour décroître ensuite avec une lenteur excessive. L'examen des courbes permet donc de mettre en évidence avec une entière certitude l'absorption exercée par le gaz. On mesure les ordonnées a_1 peu avant le commencement de l'expérience, a_2 vers le milieu de l'exposition au rayonnement, a_3 un instant avant sa suppression, a_4 un instant après et a_5 encore un peu plus tard; ces ordonnées correspondent à des abscisses toujours les mêmes dans les diverses expériences et permettent d'établir des comparaisons d'une expérience à l'autre. $a_3 - a_5$ représente l'accroissement de pression résultant de l'absorption du gaz et doit

être sensiblement égal à $a_2 - \frac{1}{2}(a_1 + a_5)$; a_4 et a_5 doivent à peine différer l'une de l'autre, ce qui sert de contrôle à l'expérience.

L'hydrogène pur et l'air atmosphérique dépouillé d'acide carbonique et de vapeur d'eau se sont montrés dénués de pouvoir absorbant. Les courbes obtenues ne mettent en évidence qu'un très léger échauffement provenant des parois; $a_3 - a_5$ est nul. Au contraire, l'air ou l'hydrogène humides, ou encore l'air sec non dépouillé d'acide carbonique, fournissent des courbes qui caractérisent très nettement une absorption par le gaz. Les valeurs de $a_3 - a_5$ varient avec la nature de la source et les conditions de l'expérience, mais de telle manière qu'il ne peut subsister aucun doute sur la réalité de cette absorption. Voici, par exemple, les résultats obtenus avec de l'air saturé à 0°, dépouillé d'acide carbonique et en employant un bec Bunsen comme source calorifique :

N°s d'ordre.	a_1.	a_2.	a_3.	a_4.	a_5.	$a_3 - a_1$.	$a_3 - a_5$.	$a_2 - \frac{a_1 + a_5}{2}$.
1..	0,20	2,65	2,75	0,70	0,65	0,45	2,10	2,20
2..	0,00	2,50	2,65	0,50	0,50	0,50	2,15	2,25
3..	0,10	2,40	2,60	0,55	0,50	0,40	2,10	2,10
4..	0,05	2,40	2,65	0,50	0,45	0,40	2,20	2,15
5..	0,25	2,60	2,80	0,70	0,70	0,45	2,10	2,10
6..	0,32	2,80	2,95	0,80	0,80	0,45	2,15	2,20
7..	0,05	2,50	2,65	0,45	0,45	0,40	2,20	2,25
8..	0,05	2,55	2,75	0,55	0,50	0,45	2,25	2,25
9..	0,00	2,50	2,65	0,50	0,50	0,50	2,15	2,25
10..	0,05	2,55	2,75	0,55	0,50	0,45	2,25	2,25
11..	0,00	2,60	2,65	0,35	0,40	0,40	2,35	2,40
12..	—0,05	2,60	2,70	0,40	0,35	0,40	2,35	2,45

L'échauffement permanent, mesuré par $a_5 - a_1$, est attribuable surtout aux parois; il est sensiblement constant et n'est guère que la cinquième partie de l'échauffement temporaire

$$a_3 - a_5 = a_2 - \frac{a_1 + a_5}{2},$$

dû à l'absorption par le gaz.

La valeur moyenne de $a_3 - a_5$ rapportée à une température invariable de 26° est, dans cette série d'expériences, égale à 2,18; elle n'est plus que de 1,70 avec la lumière Drummond, de 0,52 avec la source à 182°, et de 0,17 avec la source à 100°. L'air saturé, soit à + 12° ou à — 15°, a fourni des résultats analogues.

Le Tableau suivant donne les valeurs de $a_2 - a_1$ pour l'air sec non dépouillé d'acide carbonique, en regard des valeurs correspondantes relatives à l'air dépouillé d'acide carbonique et saturé à 0°.

	Bec Bunsen.	Lampe Drummond.	Source à 182°.
Vapeur d'eau.....	2,18	1,70	0,52
Acide carbonique.....	2,35	0,83	0,07

La différence de ces nombres montre bien qu'il s'agit d'une absorption élective; l'acide carbonique absorbe relativement beaucoup moins la chaleur de la lampe Drummond, et celle qui est rayonnée par un ballon à la température d'ébullition de l'aniline.

L'interposition entre la source rayonnante et l'appareil d'absorption de lames d'espèce différente, diminue plus ou moins l'absorption par la vapeur d'eau ou l'acide carbonique, en arrêtant une partie des rayons efficaces. Dans le Tableau suivant, α est le rapport de la chaleur absorbée après l'interposition de la lame à la chaleur absorbée directement.

	α.	
Nature de la lame.	Vapeur d'eau.	Acide carbonique.
Lamelle de savon.....	0,72	0,88
Verre de Birmingham.....	0,51	0,70
Verre à glaces.....	0,35	0,15
Lame de gomme élastique. .	0,28	0,32
Verre de Birmingham enfumé.	0,04	0,15
Alun.....	0,00	0,00

De ces expériences il résulte d'abord que la totalité de la chaleur absorbée par la vapeur d'eau ou l'acide carbonique est de la chaleur obscure, puisqu'elle est interceptée complètement par l'alun et presque entièrement par le noir de fumée. Elles montrent en outre que l'on peut, sans trop affaiblir la radiation absorbée par le gaz, remplacer la plaque de sel gemme par des lames de substance différente, par exemple par du verre de Birmingham. C'est ce qu'a fait M. Röntgen, pour écarter les objections qui résultent des propriétés particulières au sel gemme : l'allure des courbes n'a pas été modifiée par cette substitution.

En résumé, les expériences de M. Röntgen paraissent établir définitivement que la vapeur d'eau absorbe les radiations infra-rouges

en quantité beaucoup plus considérable que ne le font les gaz simples, oxygène, hydrogène, azote. L'acide carbonique seul, parmi les éléments constituants de l'air atmosphérique, possède un pouvoir absorbant comparable à celui de la vapeur d'eau.

K. WESENDONCK. — Diathermancie des solutions d'esculine, t. XXIII, p. 548-553.

La théorie de la fluorescence, proposée par Lommel ([1]), conduirait à admettre que l'esculine présente une bande d'absorption au voisinage de la raie A. M. Wesendonck, à l'aide de phosphorographies, n'a pu reconnaître aucune trace d'absorption exercée, dans cette région du spectre, par une dissolution d'esculine.

W. SIEMENS. — Disposition destinée à reproduire l'unité de lumière adoptée par la Conférence parisienne pour l'évaluation des unités électriques, t. XXII, p. 304.

Une feuille mince de platine est contenue dans une boîte métallique percée d'un trou de $\frac{1}{10}$ de centimètre carré de surface, qui limite l'étendue de la surface rayonnante visible extérieurement. Les bords du trou sont coniques et la feuille est appliquée contre ces bords. Un courant dont on règle convenablement l'intensité traverse la lame. Au moment de la fusion, la lumière émise représente le $\frac{1}{10}$ de l'unité absolue de lumière; sa valeur correspond à peu près à 1,5 bougies anglaises normales.

C. CHRISTIANSEN. — Recherches sur les propriétés optiques des corps finement divisés, t. XXIII, p. 298-306.

La poudre de verre paraît blanche quand on la regarde directement ou qu'on l'immerge dans un liquide dont l'indice de réfraction est différent du sien; mais, si le liquide a le même indice que le verre, la poudre devient presque invisible; par le fait, comme la dispersion du liquide et celle du solide ne sont jamais identiques, il en résulte que le liquide, tenant en suspension la poudre de verre, paraît coloré. On obtient la même apparence

([1]) Lommel, *Pogg. Ann.*, CXLIII, p. 38 et suiv.; 1871.

avec le chlorure de sodium en poudre, et même avec la poudre de substances biréfringentes. Des mélanges en proportion convenable de benzine et de sulfure de carbone fournissent tous les indices possibles entre 1,5 et 1,6 et permettent de répéter l'expérience avec un grand nombre de substances. Quand on a obtenu le liquide coloré, il suffit d'un très léger excès de sulfure de carbone ou de benzine pour faire virer la couleur dans un sens ou dans l'autre. Sous une épaisseur convenable, et pour une poudre qui n'est pas trop fine, la couleur qui passe est monochrome, comme on peut s'en assurer en enfermant la liqueur dans une cuve prismatique; mais l'emploi de tels *monochromes* est limité, car la moindre variation de température suffit à faire virer la couleur : on pourrait, au besoin, employer de tels mélanges comme thermoscopes.

Pour mesurer l'indice n_1 d'une poudre, M. Christiansen propose de mesurer les indices n_2 du liquide, et N du mélange. Soient v_1 le volume de la poudre, v_2 celui du liquide, on calculerait n_1 par la formule

$$(v_1 + v_2)\,N = v_1 n_1 + v_2 n_2.$$

G. SIEBEN. — Variation des indices de réfraction des milieux à dispersion anomale, avec la concentration de la solution et la température, t. XXIII, p. 312-343.

Une dissolution de cyanine dans l'alcool contenant 1,15 pour 100 de cyanine présente des indices qui varient avec la température, comme l'indique le Tableau suivant :

A.....	$n = 1{,}36968 - 0{,}0004120\,t$,
a.....	$n = 1{,}37049 - 0{,}0004027\,t$,
B.....	$n = 1{,}37148 - 0{,}0004026\,t$,
G.....	$n = 1{,}37968 - 0{,}0004230\,t$,
H_1.....	$n = 1{,}38341 - 0{,}0004425\,t$.

K. WESENDONCK. — Spectres du fluorure de silicium et du siliciure d'hydrogène, t. XXI, p. 427-437.

Quelques précautions que l'auteur ait cru devoir prendre pour avoir du fluorure de silicium bien pur et pour éviter son contact avec toute substance carbonée, le spectre de ce gaz, pour de

faibles pressions, se confond à peu près avec celui de l'oxyde de carbone : pour de fortes pressions, le spectre étranger diminue beaucoup d'éclat et se complique de bandes bleues qui n'appartiennent pas à l'oxyde de carbone.

Le siliciure d'hydrogène est décomposé par les décharges électriques : son spectre présente d'ailleurs, au début de l'expérience, à peu près les mêmes particularités que celui du fluorure de silicium. Aux faibles pressions, il se réduit presque à celui de l'oxyde de carbone.

L'auteur ne pense pas que ces apparences tiennent à la présence d'impuretés dans les gaz étudiés, et il se demande si la molécule de silicium n'éprouverait pas, sous l'influence des décharges électriques, une dissociation qui ferait apparaître du carbone comme l'un des éléments constituants du silicium. Cette hypothèse hardie rencontrera sans doute peu de crédit parmi les chimistes.

E. LOMMEL. — Fluorescence du spath d'Islande, t. XXI, p. 422-427.

Quand on fait tomber sur un cube de spath d'Islande un faisceau conique de lumière solaire naturelle ou tamisée à travers un verre de cobalt, le cube émet une belle lumière rouge-brique. La lumière émise par fluorescence n'est pas polarisée, et sa composition ne dépend pas de l'état de polarisation du faisceau incident. Elle est comprise entre 35 et 65 de l'échelle de Bunsen (entre C et D $\frac{1}{2}$E) et son maximum est vers 44. Les rayons qui excitent cette fluorescence sont à peu près exclusivement les rayons visibles, les rayons les plus efficaces se trouvant entre E et *b*. Il en résulterait que le spath d'Islande présente un maximum d'absorption compris aussi entre E et *b*.

(*A suivre.*) E. Bouty.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

SUR LES VARIATIONS D'INDICES ET LES DILATATIONS

(annexé au Mémoire de M. Dufet).

I. — Variation d'indice par la pression.

Jamin. — *Sur la variation de l'indice de réfraction de l'eau à diverses pressions* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. LII, p. 163; 1858).

QUINCKE. — *Ueber die Aenderung des Volumens und der Brechungsexponenten von Flüssigkeiten durch hydrostatischen Druck* (*Ann. der Phys. und Chem., n. F.*, t. XIX, p. 401, 1883, et *Journ. de Phys.*, 2e série, t. II, p. 279).

II. — Variation d'indice des mélanges.

WÜLLNER. — *Ueber die Beziehung zwischen Brechungsexponenten der Lichtes und Körperdichte* (*Ann. der Phys. und Chem.*, t. CXXXIII, p. 1; 1868).

B.-C. DAMIEN. — *Recherches sur le pouvoir réfringent des liquides* (*Ann. scient. de l'Éc. Norm. sup.*, 2e série, t. X, p. 233, 1881, et *Journ. de Phys.*, 1re série, t. X, p. 198, 394, 431).

H. DUFET. — *Variations des indices de réfraction dans des mélanges de sels isomorphes* (*Comptes rendus*, t. LXXXVI, p. 881, 1878, et *Journ. de Phys.*, 1re série, t. VII, p. 325).

H. DUFET. — *Sur les propriétés optiques des mélanges de sels isomorphes* (*Comptes rendus*, t. XCI, p. 286; 1880).

AND. FOCK. — *Ueber die Aenderung der Brechungsexponenten isomorphen Mischungen mit deren chemischer Zusammensetzung* (*Zeits. für Kristall. und Miner. von Groth*, t. IV, p. 583; 1880).

TH. HJORTDAHL. — *Mangan und Eisenpikrat* (*Zeits. für Krist. und Miner. von Groth*, t. VII, p. 69, 1883, et *Journ. de Phys.*, 2e série, t. III, p. 104).

III. — Variation d'indice des liquides.

DALE et GLADSTONE. — *On the influence of temperature in the refraction of light* (*Phil. Transact. for* 1858, p. 887).

DALE et GLADSTONE. — *Researches on the refraction, dispersion and sensitiveness of liquids* (*Phil. Transact. for* 1863, p. 317).

H. LANDOLT. — *Ueber den Brechungsexponenten flüssiger homologer Verbindungen* (*Ann. der Phys. und Chem.*, t. CXVII, p. 353; 1862).

H. LANDOLT. — *Ueber die Einfluss der atomistischen Zusammensetzung* C, H *und* O *haltiger Verbindungen auf die Fortpflanzung des Lichtes* (*Ann. der Phys. und Chem.*, t. CXXII, p. 545; 1864).

A. WÜLLNER. — *Loc. cit.*

FOUQUÉ. — *Mémoire sur les relations qui existent entre le pouvoir réfringent, la densité et le titre des dissolutions salines* (*Ann. de l'Observ. de Paris*, t. IX, 1867).

H. DUFET. — *Recherches expérimentales sur la variation des indices de réfraction sous l'influence de la chaleur* (*Bulletin de la Société minéralogique*, t. VIII, p. 171; *Journal de Physique*, 2e série, t. IV, p. 389).

IV. — Dilatation des liquides.

Is. Pierre. — *Recherches sur la dilatation des liquides* (*Ann. de Chem. et de Phys.*, 3e série, t. XIX, XX, XXI, XXXI, 1847 à 1851).

H. Kopp. — *Untersuchungen über das specifische Gewicht, die Ausdehnung durch die Wärme und den Siedepunct einiger Flüssigkeiten* (*Liebig's Ann. der Chem. und Pharm.*, t. XCIV, p. 257, 1855; t. XCV, p. 307, 1855; t. XCVIII, p. 367, 1856).

V. — Variation d'indice des solides.

Rüdberg. — *Ueber die Veränderung, welche die doppelte Strahlenbrechung durch Temperaturerhöhung erleidet* (*Pogg. Ann.*, t. XXVI, p. 291; 1832).

Fizeau. — *Recherches sur les modifications que subit la vitesse de la lumière dans le verre et plusieurs autres solides sous l'influence de la chaleur* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. LXVI, p. 429; 1862).

Baille. — *Recherches sur les indices de réfraction* (*Ann. du Conservatoire*, t. VII, p. 184; 1867).

Stefan. — *Ueber den Einfluss der Wärme auf die Brechung den Lichtes in festen Körpen* (*Wien. Bericht.* [2], t. LXIII, p. 233, et *Carl's Repert.*, t. VIII, p. 97; 1872).

Arzruni. — *Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechungsexponenten der natürlichen Sulfate des Baryum, Strontium und Blei* (*Zeits. für Krist. und Miner. von Groth*, t. I, p. 165; 1877).

H. Dufet. — *Influence de la chaleur sur la double réfraction et les indices principaux du gypse* (*Bull. Soc. minér.*, t. IV, p. 143 et 191, et *Journ. de Phys.*, t. X, p. 513; 1881).

H. Dufet. — *Voir liquides.*

VI. — Dilatation des solides.

Fizeau. — *Mémoires sur la dilatation des corps solides par la chaleur* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. VIII, p. 335, 1866; *Comptes rendus*, t. LXVI, p. 1005 et 1072, 1868; *Annuaire du Bureau des Longitudes*).

VII. — Variation d'indice des dissolutions.

Wüllner. — *Loc. cit.*

Fouqué. — *Loc. cit.*

V. Goldschmidt. — *Ueber Verwendbarkeit einer Kaliumquecksilberiodidlösung bei mineralogischen und petrographischen Untersuchungen* (*Neues Jahrbuch für Miner., Geol. und Pal.*, Beilageband I, p. 179; 1881).

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome VI. — Septembre et Octobre 1885.

MASCART, DE NERVILLE et BENOIT. — *Détermination de l'ohm en colonne mercurielle*, p. 5.

H. BECQUEREL. — *Mesure du pouvoir rotatoire magnétique des corps en unités absolues*, p. 145.

A. WITZ. — *Pouvoir calorifique du gaz d'éclairage*, p. 256.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XX. — Août 1885.

J. BUCHANAN. — *Position thermo-électrique du carbone*, p. 117.

J.-A. FLEMING. — *Usage de la pile de Daniell comme étalon de force électromotrice*, p. 126.

J.-A. FLEMING. — *Ombres moléculaires dans les lampes à incandescence*, p. 141.

J.-H. GLADSTONE. — *Réfraction spécifique et dispersion de la lumière dans les aluns*, p. 162.

W. DE W. ABNEY. — *Production de lumière monochromatique ou de mélanges de couleurs sur un écran*, p. 172.

W. SUTHERLAND. — *Intégration mécanique du produit de deux fonctions*, p. 175.

SH. BIDWELL. — *Sensibilité du sélénium pour la lumière, et développement d'une propriété semblable dans le soufre*, p. 178.

J.-A. GROSHANS. — *Nouvelle loi analogue à celles qui sont connues sous les noms de lois d'Avogadro et de Dulong et Petit*, p. 191.

Septembre 1885.

J.-A. FLEMING. — *Problèmes sur la distribution des courants électriques dans les réseaux conducteurs, traités par la méthode de Maxwell*, p. 221.

TH. CARNELLEY. — *Lois de périodicité dans les composés organiques*, p. 259.

J. HOPKINSON. — *Danger non signalé dans certains appareils pour la distribution de l'électricité*, p. 292.

W.-W.-J. NICOL. — *Sursaturation des solutions salines*, p. 295.

Octobre 1885.

F. STENGER. — *Conductibilité électrique des gaz*, p. 305.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Électro-aimants*, p. 318.

J.-J. HOOD. — *Influence de la chaleur sur la rapidité des transformations chimiques*, p. 323.

PH. BIDWELL. — *Production de courants électriques par des éléments au soufre*, p. 328.

J. HOPKINSON. — *Notes sur le siège de la force électromotrice dans la pile*, p. 336.

R.-T. GLAZEBROOK. — *Comparaison des étalons de résistance de l'Association Britannique avec les étalons de mercure construits à Paris par M. Benoît et à Würzburg par M. Strecker*, p. 343.

L. RAYLEIGH. — *Aplanétisme nécessaire pour une netteté à peu près parfaite*, p. 354.

L. RAYLEIGH. — *Appareil perfectionné pour l'expérience de Christiansen*, p. 358.

L. RAYLEIGH. — *Comparaison optique des méthodes employées pour observer de faibles rotations*, p. 360.

L. RAYLEIGH. — *Valeur thermodynamique des piles thermo-électriques*, p. 361.

J. KERR. — *Action électro-optique d'un carreau de Franklin chargé*, p. 363.

O. LODGE. — *Suite au Mémoire sur le siège de la force électromotrice dans la pile. — Théories de Wiedemann et de Helmholtz*, p. 372.

Annalen der Physik und Chemie.

T. XXV, n° 8; 1885.

C. DIETERICI. — *Influence du temps sur la formation des résidus électriques dans la paraffine*, p. 545.

E. BUDDE. — *Sur la quantité des atomes électriques*, p. 562.

E. BUDDE. — *Sur la théorie des forces électromotrices*, p. 564.

E. BUDDE. — *Sur une démonstration de la loi générale des actions électriques due à Gauss*, p. 567.

G. KIRCHHOFF. — *Quelques applications de la théorie des changements de forme d'un corps qui éprouve la polarisation magnétique ou diélectrique*, p. 601.

W. KÖNIG. — *Mesure de quelques coefficients de frottement, et recherches sur l'influence de l'aimantation et de l'électrisation sur le frottement des liquides*, p. 618.

F. RÜDORFF. — *Sur la solubilité des mélanges salins*, p. 626.

E. LOMMEL. — *Sur la théorie de la fluorescence*, p. 643.

J.-B. MESSERCHMITT. — *Recherche spectrophotométrique de quelques sensibilisateurs photographiques*, p. 655.

W. WERNICKE. — *Rectification de deux formules*, p. 674.

A. ELSAS. — *Remarques sur le Mémoire de M. Melde : « Recherches acoustiques »*, p. 676.

E. LOMMEL. — *Modification de la machine à influence*, p. 678.

TH. HAEBLER. — *Insuffisance de la théorie de l'électroscope à feuilles d'or*, p. 680.

T. XXVI, n° 9; 1885.

G. ELSTER et H. GEITEL. — *Conductibilité unipolaire des gaz chauds*, p. 1.

H. KAYSER. — *Nouvelles piles thermo-électriques*, p. 9.

W. v. BEETZ. — *Éléments galvaniques secs; leur emploi dans les mesures électrométriques et galvanométriques*, p. 13.

S.-V. WROBLEWSKI. — *Résistance électrique du cuivre aux températures très basses*, p. 27.

E. PFEIFFER. — *Conductibilité électrique de l'alcool absolu*, 31.

R.-W. WILLSON. — *Galvanomètre sensible dont on peut mesurer le coefficient de réduction*, p. 44.

TH. HOMÉN. — *Conductibilité électrique de l'air raréfié*, p. 55.

K. WESENDONCK. — *Action des décharges électriques dans les gaz sur une lamelle de platine incandescent*, p. 81.

A. WINKELMANN. — *Sur la diffusion des acides et des alcools de la série grasse dans l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique*, p. 105.

S. v. WROBLEWSKI. — *Propriétés de l'air atmosphérique liquide*, p. 134.

V. v. LANG. — *Mesure de la force électromotrice de l'arc électrique*, p. 145.

W. HANKEL. — *Rectification d'une affirmation de M. v. Kolenko par rapport à la distribution électrique à la surface d'un quartz chauffé*, p. 150.

E. LOMMEL. — *Projection de l'interférence des ondes liquides*, p. 156.

E. LOMMEL. — *Manière de rendre visible le foyer des rayons ultra-rouges, à l'aide de la phosphorescence*, p. 157.

AD. BLUMCKE. — *Mesure de la quantité de glace fondue dans le calorimètre de glace de Bunsen*, p. 159.

SUR LES LOIS DES VIBRATIONS DES LAMES ÉLASTIQUES, LAMES CIRCULAIRES;

PAR M. E. MERCADIER.

Dans un précédent travail [1] j'ai étudié les vibrations des lames en fer et en acier de forme rectangulaire allongée : j'ai montré que la formule

$$n = K\frac{e}{l^2}, \tag{1}$$

qui en résume les lois, et dans laquelle n est le nombre des vibrations complètes, e l'épaisseur, l la longueur, K un coefficient égal à 5320134 pour le fer ou l'acier, est suffisamment exacte pour qu'on puisse construire des lames rectangulaires donnant à 1 ou 2 pour 100 près le son calculé d'avance d'après leurs dimensions.

A ce moment la vérification n'avait porté que sur des lames dont l'épaisseur n'était pas inférieure à $1^{mm},32$. Il importe, pour ce qui va suivre, de montrer que la loi est exacte, dans les limites indiquées, jusqu'à des épaisseurs de 11^{mm} à 12^{mm} d'une part et de $0^{mm},5$ de l'autre. On ne peut guère aller plus loin, les lames minces d'une épaisseur inférieure à $0^{mm},5$ se prêtant mal à des observations un peu précises.

Voici en effet un Tableau d'expériences faites avec six lames d'acier de $0^{m},14$ de longueur sur $0^{m},03$ de largeur, et deux beaucoup plus grandes, Tableau qui peut faire suite à celui qui se trouve dans mon précédent Mémoire, et que je vais reproduire en distinguant par des accents les lames récemment étudiées.

---

[1] *Journal de Physique*, 2e série, t. III, 1884; *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XCVIII, p. 803 et 911.

	Nature du métal.	Longueur.	Largeur.	Épaisseur.	Nombre de vibrations observé.	Nombre de vibrations calculé.	Différence.	Erreurs relatives.
		mm	mm	mm				
1	Fer...	315,0	51,2	1,32	69,93	70,78	—0,85	—0.01
2	Acier..	149,0	20,0	1,50	368,25	359,45	—8,80	—0.02
3	Fer....	299,0	80,0	4,13	240,20	245,77	—5,57	—0.02
4	Acier..	153,5	32,0	1,75	391,20	395,13	—3,93	—0.01
1′	» ..	140,0	30,0	1,03	280,00	279,6	—0,4	—0.001
2′	» ..	»	»	1,04	288,00	282,2	—5,8	—0.02
3′	» ..	»	»	0,740	198,00	200,9	—2,9	—0.015
4′	» ..	»	»	0,758	202,00	205,6	—3,6	—0.015
5′	» ..	»	»	0,511	134,78	138,7	—3,9	—0.028
6′	» ..	»	»	0,512	137,78	138,97	—1,19	—0.01
7′	» ..	678,0	109,00	11,55	133,28	133,67	—0,39	—0.003
8′	» ..	678,0	10,50	11,55	133,15	133,67	—0,52	—0.004

Je me suis proposé d'étudier de la même manière les lames circulaires.

La théorie mathématique des vibrations de ces lames, établie successivement par Sophie Germain, Poisson, Wertheim et M. Kirchhoff, comporte plusieurs genres de vérifications expérimentales. Nous allons examiner celle qui est relative aux nombres de vibrations.

La formule relative au nombre n de vibrations complètes par seconde d'un disque d'épaisseur e et de diamètre d est identique à celle des lames rectangulaires

$$n = K_c \frac{e}{d^2}, \tag{2}$$

K_c représentant un coefficient fonction du coefficient d'élasticité et de la densité du disque, et de plus de certaines quantités au sujet desquelles on est forcé de faire une hypothèse lorsqu'on veut calculer n en valeur absolue. Nous reviendrons sur ce point: mais, dans ce travail, nous ne considérerons que des rapports de nombres pour lesquels K_c pourra être considéré comme constant et sera par suite éliminé.

Strehlke (1) et Wertheim (2) ont fait quelques vérifications

(1) *Annales de Poggendorff*, 1855.
(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXXI.

partielles de la formule (2), mais à un point de vue spécial. Wertheim, en particulier, ne détermine les rapports des nombres de vibrations de disques de fer, laiton et verre, que pour vérifier l'hypothèse dont il vient d'être question. Mais la *forme* même de la formule (2) n'est pas mise en question.

Je l'ai étudiée sur des disques en fer et en acier.

La mesure des éléments de la formule s'effectue pour le diamètre avec une grande exactitude. Pour l'épaisseur, on la détermine directement en des points nombreux du disque, d'une part, et, d'autre part, on la déduit des dimensions, du poids et de la densité, ce qui permet une vérification.

Quant aux nombres n, je les ai déterminés très exactement en les enregistrant sur le cylindre d'un chronographe. J'ai employé à cet effet un appareil analogue à celui qui m'avait servi pour l'étude des plaques rectangulaires.

Le disque en fer ou en acier y est *posé* sur trois pointes en liège formant les sommets d'un triangle équilatéral inscrit dans la circonférence qui constitue la ligne nodale du premier harmonique des plaques circulaires et dont le rayon est d'environ les 0,68 de celui de la plaque. Un style en platine est fixé sur le bord, en face d'une plaque de platine faisant partie d'un circuit qui comprend : une pile; un petit électro-aimant dont la palette, extrêmement mobile, est armée d'un style qui effleure la bande de papier enfumé enroulée sur le cylindre du chronographe; un autre électro-aimant dont le pôle est au-dessous du centre du disque; et enfin le disque lui-même par l'intermédiaire d'un fil fin de cuivre qui réunit le bout de l'hélice du dernier électro-aimant à un point de la nodale circulaire. En mettant en contact le style du disque avec la plaque de platine, les vibrations se produisent et s'entretiennent électriquement; l'électro-aimant du chronographe les reproduit et elles s'inscrivent sur le cylindre du chronographe en même temps que celles d'un électrodiapason de cent à deux cents périodes.

On produit ainsi le premier harmonique d'un disque ; mais, en modifiant un peu le dispositif, en fixant le centre de la plaque, en plaçant l'électro-aimant d'entretien près du bord et en appuyant un point de ce bord contre un obstacle quelconque, on produit le son fondamental. Mais la première disposition est préférable, parce qu'elle est plus simple, et que le disque, tout en étant très

stable, est certainement plus libre dans ses mouvements; elle est d'ailleurs la seule applicable lorsqu'on veut opérer sur des disques de grand diamètre ou de faible épaisseur. En effet, dans les deux cas, il est rare qu'on puisse obtenir un son fondamental unique; il y en a généralement deux correspondant aux deux axes d'élasticité produits par le laminage, et dont la différence de hauteur varie d'un comma à une seconde mineure (je reviendrai plus tard sur ce point); il en résulte, outre la difficulté de l'entretien électrique, une source d'erreurs qu'il faut éviter; l'une et l'autre sont beaucoup moindres pour le premier harmonique.

Cela étant, lorsqu'on cherche à vérifier la loi des diamètres qui résulte de la formule (2), on trouve des erreurs relatives beaucoup plus considérables que celles qui peuvent provenir des mesures de d et de n et qui ne dépassent certainement pas $\frac{1}{500}$.

En voici, entre autres, un exemple pour des disques en fer doux de $0^m,20$ de diamètre réduits à $0^m,15$:

Disques. N°s.	Épaisseur.	d.	n.	$\frac{n'}{n}$.	$\frac{d^2}{d'^2}$.	Différences.	Erreurs relatives.
	mm	cm					
1....	1,5	20,10	309,2	»	»	»	»
1'....	»	15,07	516,2	1,67	1,78	+0,11	+0,06
2....	0,96	20,10	167,95	»	»	»	»
2'....	»	15,05	307,00	1,83	1,78	—0,05	—0,03

Les résultats ne sont pas meilleurs quand on considère la loi des épaisseurs à diamètre égal.

En réduisant l'épaisseur des disques au-dessous de 1^{mm}, les résultats sont plus défectueux encore.

On pouvait espérer de meilleures vérifications avec des disques en acier : mais il n'en est rien. On en jugera nettement d'après les résultats ci-dessous, obtenus sur des disques d'acier fondu aussi homogène que possible, de qualité supérieure, travaillé exprès avec beaucoup de soin en vue de ces expériences.

Le Tableau suivant se rapporte à douze de ces disques de même acier; chaque série de quatre disques de même épaisseur a été découpée dans la même bande d'acier; la densité et le coefficient d'élasticité doivent y être constants; dans ces conditions, d'après la théorie, le rapport des nombres de vibrations doit être le même que celui des épaisseurs ou des poids, à diamètre égal, condition

réalisée ici, car tous les disques avaient exactement 10^{cm} de diamètre.

Les épaisseurs ont été mesurées en huit points à $0^{mm},01$ près. Les vibrations n'ont pas été enregistrées. Les premiers essais avaient montré une telle discordance entre la théorie et l'expérience qu'il a paru très suffisant d'évaluer les sons à l'oreille par comparaison avec des diapasons très bien étalonnés, car ces évaluations pour une oreille exercée ne sont certainement pas erronées d'un comma, c'est-à-dire d'environ 0,01.

Épaisseur e.	Poids p.	Rapport des poids $\frac{p'}{p}$.	Sons.	Rapport des nombres de vibrations $\frac{n'}{n}$.	Densités calculées.	Différences entre $\frac{n'}{n}$ et $\frac{p'}{p}$.	Erreurs relatives.
mm 1,10	gr 64,01	»	Si♭$_4$ — 1 comma	»	7,91	»	»
1,01	64,20	1,003	»	1,000	7,93	—0,003	—0,003
1,013	64,42	1,006	Si♭$_4$	1,013	7,93	+0,007	+0,007
1,025	65,11	1,017	La♯$_4$	1,025	7,93	+0,008	+0,008
0,694	43,81	»	Fa$_4$	»	7,88	»	»
0,693	43,95	1,003	Fa♯$_4$	1,068	7,92	+0,065	+0,07
0,698	44,03	1,005	Ré$_4$ + 1 comma	0,854	7,87	—0,151	—0,16
0,707	44,82	1,023	Mi$_4$ + 1 comma	0,962	7,91	—0,061	—0,06
0,503	32,08	»	Ré$_4$	»	7,96	»	»
0,507	32,37	1,009	Ré♯$_4$	1,068	7,97	+0,059	+0,057
0,509	32,72	1,020	Ré$_4$ — 1 comma	0,988	8,02	—0,032	—0,03
0,519	33,07	1,031	Si♭$_3$	0,790	7,95	—0,241	—0,26

On voit nettement dans ce Tableau que si la première série de disques de 1^{mm} d'épaisseur donne des résultats satisfaisants, il n'en est pas de même pour les deux autres séries comprenant des disques de $0^{mm},7$ et $0^{m},5$ d'épaisseur.

Ainsi, dans la deuxième série, le son du disque n° 6 devrait à peine différer de celui de la plaque n° 5, et il lui est supérieur d'une seconde mineure; les sons des disques n°s 7 et 8 devraient être plus aigus que celui du disque n° 5, tandis qu'ils sont plus graves l'un d'une tierce majeure, l'autre d'une tierce mineure.

Mêmes discordances dans la troisième série; les sons des disques n°s 11 et 12, devraient être plus aigus que le son n° 9, et, en particulier, le son n° 12, qui devrait être plus aigu d'environ une seconde mineure, est plus grave d'une tierce majeure, ce qui constitue un écart d'une quarte qui dépasse toute prévision.

En présence de ces résultats, on est naturellement conduit à les attribuer à l'hétérogénéité de la matière des disques et à en essayer de plus épais.

A cet effet, j'ai fait découper dans une même bande d'acier fondu, et côte à côte, sept disques de même diamètre, 10^{cm}, et dont les épaisseurs ont été réduites par le rabotage à 10^{mm}, 9^{mm}, 8^{mm}, 6^{mm}, 5^{mm}, 4^{mm} et 3^{mm}.

Les poids et les épaisseurs de ces disques ont été déterminés avec une grande exactitude sans difficulté.

Quant au nombre des vibrations, il est trop grand pour pouvoir être enregistré électriquement. Les sons des disques ont été comparés à ceux de trois diapasons faisant partie d'une série étalonnée avec le plus grand soin par M. Kœnig et donnant l'ut_6, le sol_6 et l'ut_7. L'évaluation du nombre des vibrations a été faite d'après les battements et les sons résultants; chacun de ces nombres est la moyenne de deux ou trois mesures concordantes effectuées en comparant les sons des disques avec deux des trois diapasons étalons.

N^{os}.	Poids P.	$\frac{p'}{p}$.	e.	n.	$\frac{e'}{e}$.	$\frac{n'}{n}$.	Différences.	Erreurs relatives.	Densité calculée.
	gr		mm						
1..	186,55	»	3,05	1598	»	»	»	»	7,787
2..	242,42	1,30	3,97	2051	1,30	1,28	—0,02	—0,015	7,775
3..	306,23	1,64	5,01	2628	1,64	1,64	0,00	0,000	7,782
4..	367,12	1,97	6,02	3132	1,97	1,96	—0,010	—0,005	7,765
5..	489,08	2,62	7,985	4137	2,62	2,58	—0,029	—0,01	7,799
6..	554,04	2,97	9,046	4689	2,97	2,934	—0,036	—0,01	7,798
7..	613,03	3,286	10,000	5228	3,278	3,271	—0,007	—0,002	7,805

La densité *mesurée* sur deux de ces disques est égale à 7,82; la moyenne de celles qui ont été calculées est de 7,79.

En rapprochant ce Tableau du précédent, il est impossible de n'en pas conclure que la discordance entre les résultats de la théorie et de l'expérience est d'autant plus grande que les disques sont plus minces à partir d'une certaine épaisseur, qu'on peut fixer

à 1^{mm} à 2^{mm}. Au-dessus de cette limite la loi des épaisseurs se vérifie à 1 pour 100 près, ce qui, vu la difficulté des mesures des nombres n, peut être considéré comme satisfaisant.

Il est nécessaire de chercher à se rendre compte de ce résultat. Parmi les hypothèses diverses sur lesquelles s'appuie la théorie des lames circulaires, il en est une qui n'est certainement pas remplie pour l'acier; c'est celle d'une homogénéité parfaite dans toute l'étendue de la lame. Il y a en effet dans toute masse d'acier des soufflures et des agglomérations de matières de composition chimique et de dimensions différentes, réparties dans la masse sans aucune régularité; on s'en aperçoit nettement quand on attaque une lame d'acier lentement par un acide, ou quand on l'examine au microscspe dans des conditions convenables. Il en résulte, pour une lame circulaire, que, bien que la densité reste sensiblement constante, l'élasticité peut varier notablement dans la direction de certains rayons, par suite de la dissymétrie moléculaire à la fois physique et chimique.

Il faut ajouter à cela que le laminage produit toujours deux axes d'élasticité, ce qui augmente encore la dissymétrie par rapport aux rayons.

Cette hétérogénéité intérieure peut être mise en évidence dans les disques minces, sans les altérer en rien, par des expériences qualitatives très simples : il suffit de les poser sur des tiges de liège formant les sommets d'un triangle équilatéral inscrit dans la nodale circulaire relative au premier harmonique, et d'essayer de produire cette nodale avec du sable, en frappant le disque au centre avec un petit marteau de liège.

A une homogénéité complète autour du centre doit correspondre une nodale parfaitement circulaire; or c'est un cas qui se présente assez rarement dans les disques d'une épaisseur inférieure à 1^{mm}. On obtient : soit des cercles plus ou moins déformés, soit des ellipses dont un axe a le plus souvent la direction des stries légères produites par le laminage, déformation que tous les observateurs, Chladni, Strehlke, Wertheim ont signalée dans des circonstances analogues; soit des ellipses déformées en ovoïdes, soit des triangles curvilignes présentant une grande netteté quand leurs sommets coïncident sensiblement avec les trois points d'appui; soit des sortes d'hexagones dont les sommets seuls sont bien

marqués par des amas de sable dans certains azimuts; soit enfin aucune forme nette de nodale.

Dans des plaques découpées côte à côte dans la même lame d'acier, toutes choses égales d'ailleurs, ces déformations de la nodale circulaire sont souvent différentes. Il en est de même quand on produit, avec l'archet par exemple, en appuyant les disques sur les doigts, les nodales complexes qui correspondent à des harmoniques de plus en plus élevés; elles présentent quelquefois des différences caractéristiques et très notables, car certains axes de symétrie qui existent dans les unes manquent dans les autres. D'autre part, à ces indices certains d'hétérogénéité moléculaire, visibles à l'œil, correspondent, comme on l'a dit plus haut, pour le son fondamental, des indices sensibles à l'oreille. Lorsque les déformations de la nodale circulaire s'accentuent, on entend deux sons simultanés qui peuvent différer de un à deux commas autres que les harmoniques, dont l'intensité relative est variable quand on fait tourner les plaques sur elles-mêmes dans leur plan et qui produisent des battements.

La trempe ne paraît pas jouer un rôle notable dans ces phénomènes, car ils se produisent dans des lames de fer doux et des lames de fer-blanc, et d'ailleurs voici des expériences faites sur quatre disques d'acier de même diamètre, $0^m,15$, découpées, deux à deux, dans une même plaque d'acier et *recuites* après le découpage.

Nos.	e.	n.	$\frac{e'}{e}$.	$\frac{n'}{n}$.	Différences.	Erreurs relatives.
	mm					
1	1,03	394	»	»	»	»
2	1,04	360	1,010	0,914	- 0,096	- -0,10
3	0,740	324	»	»	»	»
4	0,758	404	1,024	1,248	-- 0,224	-+-0,24

On retrouve là des discordances comparables à celles déjà signalées. En outre, les lames n° 1 et n° 2 ont une nodale elliptique, le n° 3 n'a pas de nodale de forme déterminée et le n° 4 a pour nodale un cercle un peu déformé. Deux autres disques de même provenance donnent des différences de 4 à 5 pour 100, et ont des nodales, circulaire déformée pour l'une, et triangulaire curviligne à angles très ouverts pour l'autre.

Les causes indiquées plus haut de l'hétérogénéité qui se mani-

feste ainsi très simplement dans les disques minces existent toujours dans les disques épais; mais on comprend que leur influence soit de moins en moins sensible au fur et à mesure que l'épaisseur augmente, d'autant plus que la difficulté de produire la division des plaques en segments caractéristiques des harmoniques augmente en même temps. On conçoit que les différences entre la théorie et l'expérience ne commencent à se manifester nettement que lorsque l'épaisseur des plaques est d'un ordre de grandeur comparable aux dimensions des groupes de molécules qui diffèrent au point de vue physique et chimique et produisent la dissymétrie par rapport aux rayons.

Cette explication est confirmée par ce fait remarquable que, dans un corps élastique où la symétrie n'est nécessaire que dans une ou deux directions, comme les lames rectangulaires allongées, la discordance signalée plus haut dans les disques minces n'existe plus ou tout au moins reste comparable aux erreurs inévitables de l'expérience.

En effet, le premier Tableau inscrit au commencement de ce Mémoire montre que les lois théoriques des vibrations de ces lames rectangulaires s'appliquent avec des écarts de 1 ou 2 pour 100 au plus pour des épaisseurs variant de 1 à 23, de $0^{mm},5$ à $11^{mm},5$.

En second lieu, j'ai fait découper dans les disques n°s 1, 2, 3, 4 ci-dessus quatre plaques rectangulaires n°s 1′, 2′, 3′, 4′, de 140^{mm} de longueur sur 30^{mm} de largeur; j'ai déterminé leurs nombres de vibrations, et voici les résultats comparatifs des expériences :

Disques. N^{os}	e.	n.	$\frac{e'}{e}$.	$\frac{n'}{n}$.	Différences.	Erreurs relatives.
1.....	1,03	394	»	»	»	»
2.....	1,04	360	1,010	0,914	—0,096	—0,10
3.....	0,740	324	»	»	»	»
4.....	0,758	404	1,024	1,248	+0,224	+0,20

Lames rectangulaires. N^{os}	e.	n.	$\frac{e'}{e}$.	$\frac{n'}{n}$.	Différences.	Erreurs relatives.
1′.....	1,03	280	»	»	»	»
2′.....	1,04	288	1,010	1,028	+0,018	+0,018
3′.....	0,740	198	»	»	»	»
4′.....	0,758	202	1,024	1,020	—0,004	—0,004

On retrouve ainsi entre les rapports $\frac{n'}{n}$ et $\frac{e'}{e}$ dans des disques de $0^m,15$ de diamètre et de 1^{mm} et $0^{mm},75$ d'épaisseur, les différences 10 à 20 pour 100 déjà trouvées pour des disques de $0^m,10$ de diamètre et de $0^{mm},70$, $0^{mm},50$ d'épaisseur : l'augmentation du diamètre augmente le désaccord et le manifeste jusque dans les disques de 1^{mm} d'épaisseur. Au contraire, on voit que, dans les lames rectangulaires découpées dans les disques, le désaccord diminue jusqu'à 0,018 et 0,004.

Il me semble qu'on peut juger ainsi du degré de probabilité des explications que je viens de donner.

Les conclusions qu'on peut tirer de ces résultats sont d'abord qu'au point de vue pratique il n'est pas possible de construire des disques de fer ou d'acier d'épaisseur inférieure à 1^{mm}, donnant un son calculé d'avance d'après leurs dimensions; en second lieu, que la théorie mathématique des lames circulaires vibrantes n'est pas ébranlée par ce qui précède, puisque les divergences manifestées entre ses résultats et ceux de l'expérience se trouvent expliquées par des circonstances qui paraissent difficilement accessibles au calcul. En tout cas, on voit que plus l'épaisseur augmente, plus l'accord est grand entre la théorie et l'expérience; par suite, quand il s'agira de faire des vérifications nouvelles de la théorie, il faudra expérimenter sur des disques de faible rayon et d'assez grande épaisseur.

SUR LA DÉTERMINATION DE LA VITESSE DU SON DANS LA VAPEUR D'EAU BOUILLANTE;

PAR M. V. NEYRENEUF.

Pour compléter les recherches d'un grand nombre de physiciens ayant pour objet, soit la détermination de la vitesse du son dans les gaz, soit la mesure directe par la détente du rapport des deux chaleurs spécifiques, il m'a paru intéressant de déterminer la vitesse du son dans la vapeur d'eau bouillante.

La méthode est fondée sur une ancienne remarque due à Weber

et à Savart ([1]), relative au tube porte-vent d'une anche, et sur une expérience de Biot. Une anche à vibrations longitudinales est fixée à l'extrémité d'un tube cylindrique à tirage de 18^{mm} de diamètre formant le porte-vent. L'anche parle ou se tait pour des variations de longueur du porte-vent qui sont constantes, et la somme de deux intervalles consécutifs répondant au son et au silence est égale à la longueur d'onde du son propre à l'anche. Un changement dans la vitesse du courant d'air modifie l'un et l'autre des intervalles, mais laisse leur somme absolument la même.

Avec un tube à tirage dont le développement est de 3^{m} environ, on pourra, soit par allongement, soit par raccourcissement, effectuer rapidement une série de mesures que l'on trouvera très concordantes et dont on pourra prendre la moyenne comme valeur très approchée.

Il est bon cependant d'isoler, au point de vue de la communication des vibrations, soit par un étranglement, soit par une dilatation, la masse d'air du porte-vent de celle variable qui remplit le gazomètre.

Biot ([2]) a montré que le son propre à une anche est indépendant de la nature du gaz que l'on dirige dans le porte-vent. En faisant passer, dès lors, différents gaz dans le tube à tirage, il devenait commode de comparer les vitesses de propagation du son propres à chacun d'eux.

Des expériences de vérification ont été faites pour l'air, l'acide carbonique, le gaz d'éclairage et l'hydrogène.

Somme de deux intervalles consécutifs.

Acide carbonique.	Air.	Longueur d'onde calculée pour l'air.
25	30,2	30,7
22,5	27,5	27,7
Hydrogène.		
113	30,2	29,7
Gaz d'éclairage.		
42	32,0	

([1]) *Journal l'Institut*, t. VIII, p. 196.
([2]) *Traité général de Physique.*

Avec l'hydrogène l'expérience est assez délicate, à cause du grand développement à donner au tirage et de la rapidité de l'écoulement. On peut remarquer de plus que la moindre trace d'impureté peut faire beaucoup augmenter la densité.

Les nombres relatifs au gaz d'éclairage donnent 0,58 pour densité.

La vérification est, comme on voit, des plus satisfaisantes; il était, par suite, permis d'espérer qu'en substituant aux gaz la vapeur d'un liquide en ébullition, on pourrait trouver pour ce milieu la longueur d'onde qui convient.

Je ne donnerai aujourd'hui que les résultats relatifs à la vapeur d'eau.

Le tube à tirage a été entouré d'un manchon revêtu de ouate et dans lequel circule de la vapeur d'eau pour éviter le refroidissement. Il communique avec une chaudière de 2^{lit} de capacité qui fournit la vapeur nécessaire à la production du son. Une tige rigide, fixée au voisinage de l'anche, permet de faire, de l'extérieur, varier la longueur du porte-vent.

J'ai fait avec cet appareil un grand nombre de séries de déterminations; le Tableau suivant résume celles qui m'inspirent le plus de confiance :

Somme de deux intervalles consécutifs (air, 28,5).

Vapeur d'eau.	
40,77	40,75
40,63	40,20
40,27	41,00
40,30	40,00
40,30	

La moyenne est 40,48, elle devrait être 41,089 (¹), en prenant

$$t = 100^\circ, \quad \alpha_1 = 0,0036_7, \quad d = 0,64 \text{ (}^2\text{)},$$

l'air étant pris à 10°.

(¹) Malgré l'occlusion de l'anche, la température dans la chaudière ne s'élève pas au maximum à plus de 101°.

(²) Nombre donné par Zeuner (*Théorie mécanique de la chaleur*, p. 28), pour la densité de la vapeur d'eau saturée à 100°. *Voir* les valeurs de *m* trouvées par Cazin pour les gaz imparfaits (*Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, p. 66).

Des recherches analogues sont en cours d'exécution pour l'alcool et je me propose d'examiner successivement les liquides facilement vaporisables.

INFLUENCE DES ORAGES SUR LES LIGNES TÉLÉGRAPHIQUES SOUTERRAINES;

PAR M. BLAVIER.

Lorsqu'on a commencé, il y a quelques années, la construction des grandes lignes souterraines qui relient actuellement les principales villes tant en France qu'en Allemagne, on pensait que leurs fils conducteurs seraient complètement à l'abri des orages. Ces conducteurs, enveloppés de gutta-percha et réunis en câble, sont, en effet, protégés par une armature en fils de fer ou par un tuyau continu en fonte, et l'on sait que des corps placés dans un milieu entouré d'une enveloppe métallique en communication avec la terre restent à l'état neutre, quel que soit l'état électrique à l'extérieur.

On a cependant constaté qu'il se produit quelquefois, par les temps d'orage, dans les bureaux desservis par des fils souterrains, des décharges électriques qui produisent des étincelles et fondent les fils fins des paratonnerres. Ces accidents sont beaucoup plus rares et ont moins de gravité que dans le cas où les fils sont aériens et ne paraissent pas de nature à troubler les transmissions; ils correspondent toujours à des orages qui éclatent dans la campagne, à une distance plus ou moins grande des villes où les fils télégraphiques souterrains sont protégés par le réseau des conduites d'eau ou de gaz au-dessous desquelles ils sont posés.

C'est ainsi, par exemple, que, pendant un violent orage qui a éclaté le 9 mars dernier au milieu de la ligne souterraine qui relie Belfort à Besançon, on a constaté des étincelles aux deux postes extrêmes, alors que dans les deux villes on soupçonnait à peine une perturbation atmosphérique.

Ce phénomène, contraire en apparence à la théorie de l'électricité statique, peut s'expliquer, semble-t-il, soit par un effet d'induction électrodynamique, soit par un effet d'induction électrostatique.

Si le câble télégraphique se trouve enterré à une faible profondeur, dans un terrain peu conducteur, ainsi que cela a souvent lieu sur les lignes, l'armature prend, sous l'influence des nuages orageux, et alors que le fil intérieur reste à l'état neutre, une charge électrique plus ou moins considérable. Au moment où un éclair éclate, cette charge devient subitement libre, au moins en partie, et s'écoule dans le sol en suivant l'armature dans les deux directions opposées.

Il doit en premier lieu se développer dans le conducteur intérieur deux courants induits de sens contraires, dont la différence seule agit sur les appareils des postes extrêmes. Il semble toutefois que l'effet résultant doit être assez faible, d'autant plus que, le fluide libre se perdant rapidement dans le sol, l'induction ne peut être que très limitée.

Un second effet doit résulter de ce que, la décharge de l'armature n'étant pas instantanée, son potentiel électrique décroît brusquement pendant un instant, si court qu'il soit. Le fluide libre réagit sur le conducteur intérieur qui se charge subitement d'électricité contraire par les points en communication avec le sol, c'est-à-dire par l'intermédiaire des paratonnerres et appareils des postes extrêmes, en donnant lieu aux phénomènes signalés plus haut. La charge extérieure, en s'écoulant ensuite, produit dans le conducteur un mouvement électrique de sens opposé, qui suit le premier de très près et se confond avec lui en l'annulant dans la plupart des cas. Aussi n'est-ce qu'exceptionnellement que l'on constate l'influence des orages sur les lignes souterraines.

REPRÉSENTATION GÉOMÉTRIQUE DE LA FORMULE DES LENTILLES;

PAR M. M. D'OCAGNE [1].

Soient Ox et Oy deux axes coordonnés et Oz la bissectrice de l'angle qu'ils comprennent. Traçons une droite AB qui coupe Ox

---

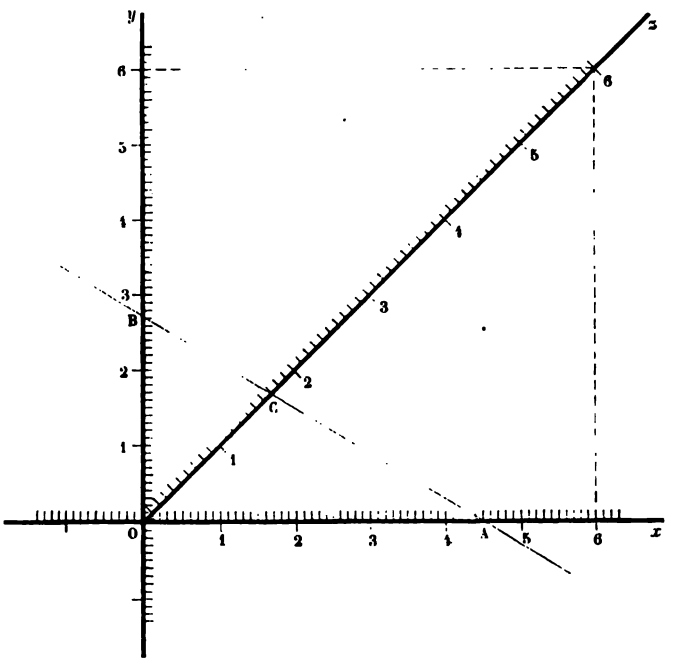
[1] Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. VI, p. 282, une Note de M. Gariel *Sur un abaque graphique des lentilles*.

en A et Oy en B. Si nous posons OA $= a$, OB $= b$, l'équation de la droite AB est

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 1.$$

Soient $x = c$, $y = c$ les coordonnées du point C où la droite AB coupe la bissectrice Oz. On a

$$\frac{c}{a} + \frac{c}{b} = 1 \quad \text{ou} \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{c}.$$



Portons alors sur les axes Ox et Oy des graduations naturelles, et sur Oz une graduation, telle que le point coté e soit celui qui a pour coordonnées $x = e$, $y = e$.

On voit, d'après cela, que si l'on joint le point de l'axe Ox coté a au point de la bissectrice Oz coté c, la droite ainsi menée coupera l'axe Oy en un point dont la cote b répondra à la formule

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{c}.$$

On a donc ainsi une représentation géométrique de la formule des lentilles.

Pour une lentille donnée, dont la distance focale principale est égale à c, on prend sur Oz le point coté c; une droite quelconque menée par ce point coupe les axes Ox et Oy en des points dont les cotes donnent les distances de deux points conjugués par rapport à la lentille.

Il est inutile d'insister sur la très facile discussion de la formule, qui se fait au moyen de cette représentation.

On pourra, dans l'application pratique du procédé, se servir du transparent à ligne droite dont nous avons déjà proposé l'emploi (¹).

IL NUOVO CIMENTO.

3ᵉ Série, t. XV et XVI, 1884.

A. BARTOLI. — Le verre est-il perméable aux gaz? t. XVI, p. 78-82.

Deux électrodes d'or B, C sont collées sur les deux faces d'une lame de verre séparant en deux compartiments une auge électrolytique close. Chacun de ces compartiments contient une dissolution de sulfate de soude et une seconde électrode d'or. Les deux électrodes A et B d'un même compartiment sont en relation permanente avec un galvanomètre, qui ne tarde pas à se fixer au zéro. A ce moment on réunit les deux autres électrodes C et D avec les pôles d'une pile assez puissante : on n'observe aucun effet sur le galvanomètre. Il en résulte que le verre est imperméable à l'oxygène et à l'hydrogène, car une trace imperceptible de l'un de ces gaz suffirait à produire une polarisation appréciable de la lame B.

A. BARTOLI. — Sur la coexistence de formules empiriques diverses, et en particulier sur celles qui contiennent la constante capillaire des liquides et la cohésion des solides, t. XVI, p. 83-90.

Antérieurement, M. Bartoli (²) avait démontré que le quotient

(¹) *Annales des Ponts et Chaussées*, 2ᵉ semestre, p. 531-540, 1884, et *Coordonnées parallèles et axiales*, p. 77; 1885.

(²) *Nuovo Cimento*, t. VI, 1879.

$\frac{a^2}{cd}$, de la constante capillaire a^2 par la chaleur spécifique c et le poids spécifique d est sensiblement constant pour les corps dans la composition desquels n'entrent d'autres éléments que C, H, O et S; et que ce quotient a une autre valeur plus petite, pour les composés organiques contenant du chlore, du brome ou de l'iode.

Désignant actuellement par β la cohésion d'un métal rapportée à l'unité de surface, par P le poids atomique, par D le poids spécifique, par K le coefficient de dilatation linéaire, il cherche à établir que l'on a d'une manière approchée

$$\beta \frac{P^4}{D^4} = \text{const.}, \quad \beta \left(\frac{P}{D}\right)^{\frac{2}{3}} PK^2 = \text{const.}$$

Les valeurs calculées de la première constante oscillent de 323 à 107; celles de la seconde de $19,1.10^{-8}$ à $48,2.10^{-8}$; tandis que β varie pour les mêmes corps dans le rapport de 1 à 67; il convient d'ailleurs de remarquer que les valeurs de β (1) sont très imparfaitement connues.

R. FELICI. — Expérience de cours, t. XVI, p. 160.

On dispose horizontalement une corde de piano, longue de plus de 1^m et dont on peut à volonté faire varier la tension, et l'on y fixe verticalement, avec un peu de mastic, une carte de visite présentant une fente étroite horizontale. Derrière cette première corde on en fixe verticalement une deuxième, en face du milieu de la fente. On règle la tension des cordes, de telle sorte que le nombre de leurs vibrations soit dans un rapport simple; on les fait vibrer dans des plans verticaux parallèles, de façon que les deux vibrations soient rectangulaires; on dirige sur la carte un faisceau lumineux, et à l'aide d'une lentille on projette sur un tableau l'image de la fente.

(1) La constante β se déduirait de la résistance à la rupture f d'un fil de rayon r, par la formule

$$f = \alpha . 2\pi r + \beta \pi r^2,$$

α désignant la constante capillaire du solide. Le premier terme de f est négligeable par rapport au second quand r est suffisamment grand.

On voit aussitôt apparaître les figures connues de Lissajous, se détachant en noir dans un rectangle éclairé.

A. BARTOLI. — Appareil de cours pour la démonstration du principe de l'équivalence, t. XV, p. 18-22.

Deux petits ballons A et B, contenant l'un du mercure, l'autre de la benzine, sont réunis par un canal étroit C sur lequel s'embranche perpendiculairement une tige thermométrique graduée. On place ce petit appareil de telle sorte que le ballon A soit en haut, et le canal C vertical; le mercure s'écoule lentement de A en C, et le travail de la pesanteur est détruit par le frottement ou les chocs, et converti intégralement en chaleur : la masse liquide se dilate en conséquence d'une quantité que l'on mesure sur la tige *t*. On déduit la quantité de chaleur fournie à l'appareil de la mesure de la dilatation, à l'aide d'une table de graduation dressée d'avance : à cet effet, un fil métallique de résistance connue est soudé à demeure à l'intérieur de l'appareil; on fait passer dans le fil une série de courants d'intensité connue pendant une durée égale à celle de l'expérience, et l'on mesure les dilatations correspondantes.

Connaissant le travail perdu et la chaleur produite, on calcule l'équivalent mécanique de la chaleur.

A. BARTOLI. — Sur les relations entre la température critique et la température d'ébullition ordinaire, formulées par MM. Pawlewski et Nadejdine, t. XVI, p. 74-78.

M. Pawlewski (1) a annoncé que, pour les éthers $C^nH^{2n}O^2$, la différence entre la température critique T_c et la température d'ébullition normale T_{760} a une valeur invariable,

$$T_c - T_{760} = 182^\circ,3.$$

M. Nadejdine (2) trouve de même pour les hydrocarbures C^nH^{2n}

$$T_c - T_{760} = 156^\circ,6.$$

(1) *Chem. Ber.*, t. XV, p. 246-64 et 460-62; 1882.
(2) *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 455.

M. Bartoli pense que ces relations sont purement accidentelles; car, outre qu'elles ne se vérifient pas pour d'autres séries de composés, on devrait s'attendre, si elles étaient réelles, à ce que l'on eût en général $T_c - T = \text{const.}$, en remplaçant la température d'ébullition normale par la température T d'ébullition sous une même pression quelconque. En choisissant, par exemple, la pression de 60^{mm}, les valeurs de $T_c - T_{60}$ pour les corps étudiés par M. Pawlewski oscillent entre 239° et 256°. De plus la loi de M. Pawlewski, ainsi étendue, entraînerait l'exactitude de la loi de Dalton; et l'on sait, par les recherches de Regnault, que cette dernière ne se justifie pas en général.

A. BARTOLI et E. STRACCIATI. — Sur la formule de Mendeleeff exprimant la dilatation des liquides et la formule de Thorpe et Rücker pour calculer la température critique à l'aide de mesures de la dilatation, t. XVI, p. 91-104.

D'après M. Mendeleeff (¹) :

1° Deux liquides dont la dilatation est la même entre 0° et 10° ont la même dilatation dans un intervalle de température quelconque.

2° $0, t_1, t_2, \ldots, t_n$; $0, t'_1, t'_2, \ldots, t'_n$ désignant des températures telles que deux corps liquides aient à ces températures les mêmes volumes $V_0, V_1, V_2, \ldots, V_n$, on a

$$\frac{t'_1}{t_1} = \frac{t'_2}{t_2} = \ldots = \frac{t'_n}{t_n} = \text{const.} \tag{1}$$

3° Le volume V_t d'un liquide est lié à son volume à 0°, pris pour unité, par la formule

$$V_t = \frac{1}{1 - kt}, \tag{2}$$

où k est indépendant de la température.

D'autre part, on a, d'après M. van der Waals (²),

$$\frac{1}{V_t}\frac{dV_t}{dt} T_c = C, \tag{3}$$

(¹) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. II, p. 271; 1884.

(²) *Die Continuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes*, Leipzig, 1881.

où T_c est la température critique absolue et C une fonction de la température qui ne dépend pas de la nature de la substance *et qui prend la même valeur pour tous les corps au point critique.*

En combinant les formules (2) et (3), MM. Thorpe et Rücker [1] arrivent à la formule

$$T_c = \frac{V_t(T - 273)}{a(V_t - 1)}.$$

a est une constante sensiblement égale à 2. Cette formule permet de calculer la température critique.

MM. Bartoli et Stracciati discutent les propositions de M. Mendeleeff et la formule de MM. Thorpe et Rücker. Ils montrent en particulier que cette dernière fournit des valeurs de T_c variables avec la température T choisie pour le calcul. Toutefois la formule paraît applicable avec succès aux liquides dont la dilatation a pu être étudiée loin de leur point critique, à la condition de prendre pour T des températures notablement inférieures au point d'ébullition normal.

BARTOLI et STRACCIATI. — Températures critiques et volumes moléculaires aux degrés critiques des hydrocarbures C^nH^{2n-2} des pétroles de Pensylvanie. t. XVI, p. 104-109.

Les auteurs ont mesuré la dilatation de ces hydrocarbures et calculé leur température critique par la formule de MM. Thorpe et Rücker. La différence $T_c - T_e$ de la température critique et de la température d'ébullition normale a varié irrégulièrement de 153°,1 à 210°.

Divisant ensuite l'intervalle entre le zéro absolu et la température critique de chacun de ces liquides en 100 parties égales, ils déterminent leur volume moléculaire au degré 60, c'est-à-dire le volume occupé par leur poids atomique à la température $\frac{60}{100}T_c$. Ils trouvent qu'à chaque addition de CH^2 correspondent des accroissements sensiblement égaux du volume moléculaire.

[1] *Journal Chem. Soc.*, t. XLV, p. 135-144; 1884.

NACCARI et GUGLIELMO. — Sur l'échauffement des électrodes produites par l'étincelle d'induction dans l'air très raréfié, t. XV, p. 272-279.

Dans un travail antérieur les auteurs avaient traité la même question pour des pressions de l'air supérieures à 10^{mm}, et ils avaient trouvé que l'électrode négative s'échauffe plus que la positive dans un rapport presque invariable compris entre 2 et 4. Pour des pressions plus faibles, ce rapport croît lentement jusqu'à la pression de 5^{mm}, plus vite de 5^{mm} à $1^{mm},2$ et très rapidement jusqu'à la pression de $0^{mm},27$ environ, pour laquelle il est maximum et voisin de 28. Il décroît ensuite et, pour les plus basses pressions atteintes, devient inférieur à l'unité, c'est-à-dire qu'alors l'électrode positive s'échauffe plus que la négative.

A. ROITI. — Méthode pour déterminer la capacité d'un condensateur en valeur absolue, t. XVI, p. 175-180.

Un condensateur de capacité C est chargé n fois par seconde à une différence de potentiel Δ et déchargé à travers un galvanomètre. La déviation sera la même que si on lançait dans le galvanomètre un courant d'intensité

$$J = nC\Delta.$$

Pour charger le condensateur, on aura recours à une pile de force électromotrice e, faisant partie d'un circuit de résistance totale r, et l'on fera communiquer les deux armatures du condensateur avec deux points du circuit séparés par une résistance R. On aura

$$\Delta = \frac{R}{r} e.$$

Soit i l'intensité du courant fourni par la pile,

$$\Delta = Ri, \quad J = nCRi.$$

Supposons que le circuit, de résistance r, contienne, outre la pile, une bobine inductrice, et que dans le circuit du galvanomètre se trouve une bobine induite; soit M le coefficient d'induction

réciproque des deux bobines que nous supposerons connu, ainsi que la résistance totale G du circuit du galvanomètre. Si l'on envoie par seconde m courants de fermeture dans le galvanomètre, l'intensité moyenne du courant qu'il recevra sera

$$I = mM\frac{i}{G}; \tag{2}$$

si l'on règle les nombres m et n de manière que dans les deux cas la déviation galvanométrique soit la même,

$$C = \frac{n}{m}\frac{M}{GR}.$$

Disposant convenablement de R, on pourra satisfaire à cette condition pour $n = m$ et C sera donné par la formule

$$C = \frac{M}{GR}. \tag{3}$$

La détermination sera plus expéditive en disposant l'expérience de telle sorte que les courants des deux espèces soient alternativement envoyés dans le galvanomètre en sens contraire. Alors le réglage de R se fera de manière à amener le galvanomètre au zéro, et la mesure absolue de la résistance se réduira à la mesure absolue d'un coefficient d'induction et de deux résistances.

A. ROITI. — Détermination de la résistance électrique d'un fil en valeur absolue, t. XV, p. 97-114.

Ces mesures ont été exécutées par la méthode indiquée précédemment (¹) par l'auteur. En voici les résultats :

1. BA = $0^{ohm},99024$,
1. unité Siemens = $0^{ohm},34432$,
1. ohm = $1^{m},05896$ de mercure.

L'erreur probable sur la valeur de l'ohm ainsi déterminée ne dépasserait pas $\pm 0,00016$.

(¹) Voir *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. II, p. 566.

A. BARTOLI. — Relation entre la conductibilité électrique et la composition des diverses espèces de charbon, t. XV, p. 203-211.

D'expériences faites sur vingt-trois variétés de charbon, M. Bartoli conclut que le charbon n'est conducteur qu'à condition de contenir moins de 1,2 pour 100 d'hydrogène et d'avoir été soumis à une température qui ne peut être inférieure au rouge obscur. Ainsi les produits ulmiques, contenant 4 à 5 pour 100 d'hydrogène, les charbons obtenus soit en calcinant le bois à 300°, soit par l'action du chlore sur les hydrocarbures du pétrole, par la distillation de la colophane ou par l'ébullition du noir animal avec de l'acide chlorhydrique, etc., ne conduisent point. En revanche, un mélange intime obtenu par voie de fusion de 20 parties en poids de paraffine et de 1 partie de graphite divisé conduit assez bien pour que des plaques de cette substance puissent être employées comme électrodes, et cependant l'analyse brute de ce mélange aurait fourni 14,3 pour 100 d'hydrogène. M. Bartoli pense que la conductibilité des diverses variétés de charbon est due exclusivement à la présence de graphite très divisé et mêlé intimement à leur masse. Ce graphite serait produit, soit par l'action de la chaleur, soit par celle des oxydants, conformément aux résultats des expériences de M. Berthelot (¹).

A. BARTOLI. — Conductibilité électrique des composés du carbone, t. XVI, p. 64-69.

Les substances organiques, sans exception, sont dénuées de conductibilité à l'état solide.

Un liquide isolant qui dissout une substance conductrice à l'état liquide devient conducteur; inversement, si le liquide isolant reste isolant après la dissolution d'une substance, on peut en conclure que celle-ci ne conduit pas à l'état liquide.

Un liquide isolant reste isolant quand on le chauffe; mais la conductibilité de tout liquide conducteur croît avec la température.

(¹) Berthelot, *Essai de Mécanique chimique*, t. II, p. 137.

Les liquides suivants ne conduisent à aucune température : tous les hydrocarbures, et tous les composés qui en dérivent par la substitution du chlore, du brome, de l'iode ou du cyanogène à l'hydrogène; les éthers simples ou composés.

Mais, d'après M. Bartoli, les substances suivantes présentent des signes irréfutables de conductibilité propre, à savoir l'eau, les alcools, les pseudo-alcools, les acétones, les aldéhydes, les acides, les anhydrides, les quinones, les phénols, l'ammoniaque liquéfiée, les amines bien privées d'eau et tous les composés qui en dérivent par la substitution du chlore, du brome ou de l'iode au radical électronégatif. Leur conductibilité va en décroissant à mesure que la complexité de la formule augmente, que le poids moléculaire et la viscosité spécifique sont plus considérables.

Tous ces résultats sont d'accord avec ceux que j'ai obtenus moi-même. Toutefois, mes recherches (1) et celles de M. Foussereau (2) établissent que des traces d'acides ou de sels augmentent dans un rapport énorme la conductibilité de liquides, tels que l'eau ou l'alcool, et l'on peut se demander si la plupart des corps, considérés par M. Bartoli comme conducteurs, ne deviendraient pas aussi isolants que les autres, si l'on savait les obtenir à un état de pureté absolue.

G. GEROSA. — Sur la variation de la résistance électrique d'un fil métallique avec les perturbations que l'on provoque dans les systèmes moléculaires, t. XV, p. 33-43.

Voici les conclusions de ce Mémoire :

1. Toute opération qui tend à accroître la tension ou la réaction élastique des systèmes moléculaires d'un fil en augmente la résistance électrique.

2. Les vibrations n'altèrent pas la résistance, qu'elles soient longitudinales ou transversales, graves ou aiguës.

3. La variation de résistance d'un fil étiré paraît plutôt proportionnelle à la tension qu'à l'allongement.

---

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 343.
(2) *Ibid.*, 2e série, t. IV, p. 210 et 451.

4. Les déviations galvanométriques dues à un courant induit dans un fil ne varient ni avec la tension du fil ni avec le sens du courant.

G. POLONI. — Relation entre l'élasticité de quelques fils métalliques et leur conductibilité électrocalorifique, t. XV, p. 279-282, et t. XVI, p. 42-49.

D'expériences faites sur des fils d'argent, de cuivre, de platine et de fer, M. Poloni croit pouvoir déduire la loi suivante :

Les augmentations de résistance produites dans des fils que l'on chauffe en un point seulement, et correspondant à un excès de 1° en ce point, sont inversement proportionnelles aux allongements produits par un même poids tenseur sur ces fils supposés tous d'égale longueur.

C. CATTANEO. — Variations de l'intensité et de la force électromotrice d'un couple à eau de mer, t. XVI, p. 189-200.

On s'est demandé s'il ne serait pas pratique d'obtenir la propulsion d'un navire à l'aide d'un moteur magnéto-électrique entretenu par des couples zinc-cuivre-eau de mer. L'étude des variations de l'intensité et de la force électromotrice des couples de cette espèce établit qu'ils sont fort peu constants, éminemment polarisables, peu énergiques et, partant, fort peu aptes à entretenir le mouvement d'un moteur magnéto-électrique.

E. FOSSATI. — Propriétés des aimants permanents, en présence de leur contact, t. XV, p. 158-168 et 232-250.

On admet qu'un aimant en fer à cheval, muni de son contact et chargé de poids progressivement, devient capable de supporter une charge considérable, et que, si l'on arrache brusquement le contact, la charge limite, que l'aimant se trouve capable de porter aussitôt après, se trouve réduite parfois à la moitié, parfois même au tiers de ce qu'elle était auparavant.

D'après les expériences de M. Fossati, il y a là quelque illusion : l'accroissement de la force portative de l'aimant muni de son contact est la même, que l'aimant soit ou non chargé, et elle est

en tout cas bien moindre qu'on ne l'enseigne habituellement; sa variation est toujours liée à une modification correspondante de la distribution du magnétisme dans l'aimant.

A. PACINOTTI. — Sur l'aimantation artificielle de la magnétite, t. XVI, p. 275-282.

On peut renforcer les aimants naturels par l'aimantation artificielle, mais il ne semble pas qu'on puisse utilement substituer des aimants artificiels de magnétite aux aimants d'acier, pour la construction des machines magnéto-électriques par exemple.

Les échantillons de magnétite cristallisée sont dénués de pouvoir coercitif. E. Bouty.

WIEDEMANN'S ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

Tomes XXI, XXII, XXIII; 1884

[SUITE (1)].

W. v. BEZOLD. — Recherches sur la charge et la conductibilité diélectriques, t. XXIII, p. 426-447.

Pour montrer l'effet produit par l'interposition d'un diélectrique entre les deux armatures d'un condensateur, M. von Bezold propose l'expérience suivante : Deux plateaux conducteurs égaux sont suspendus à un fléau de balance et forment, avec deux plateaux fixes disposés au-dessous, deux condensateurs identiques. Si l'on fait communiquer les plateaux inférieurs avec le sol, les plateaux supérieurs avec une même source, la balance est en équilibre instable par suite de l'attraction exercée entre les plateaux de chacun des condensateurs. Disposons deux arrêts pour empêcher l'inclinaison du fléau de dépasser des limites assez étroites, et supposons qu'à un moment donné l'attraction des plateaux du condensateur n° 1 l'emporte : il suffit de placer une lame diélectrique

---

(1) *Voir* p. 510 de ce volume.

entre les plateaux du condensateur n° 2 pour que la balance s'incline aussitôt en sens contraire. Le même effet se produit si, au lieu d'une lame diélectrique, on emploie une lame conductrice de largeur au plus égale à celle des plateaux; mais, si cette lame conductrice est beaucoup plus large, elle agit comme un écran électrique, et l'expérience réussit en sens contraire.

W. v. BEZOLD. — Recherches sur la réfraction des lignes de courant et des lignes de force à la surface de séparation de divers milieux, t. XXI, p. 401-409.

M. Kirchhoff (1) démontra théoriquement en 1845 que les lignes de courant doivent éprouver un changement brusque de direction à la surface de séparation de deux milieux conducteurs, quand elles rencontrent celle-ci obliquement; la loi de cette *réfraction* est donnée par la formule

$$\frac{\operatorname{tang}\alpha_1}{K_1} = \frac{\operatorname{tang}\alpha_2}{K_2};$$

α_1 et α_2 représentent l'angle d'incidence et l'angle de réfraction d'une ligne de courant, K_1 et K_2 sont les conductibilités spécifiques des deux substances.

Cette loi de réfraction fut vérifiée par M. Quincke (2) en 1856.

On peut montrer la réfraction des lignes de courant par une expérience très simple. Elle consiste à faire passer un courant puissant à travers une lame moitié zinc, moitié cuivre, construite de telle sorte que la ligne de séparation des deux métaux soit à 45° des bords de la lame; on rend les lignes de force visibles en saupoudrant la lame de limaille de fer très fine, pendant le passage du courant. Pour bien réussir, cette expérience exige quelques précautions. Les plaques ne doivent pas être trop larges, ni la poudre de fer trop magnétique : l'auteur recommande encore de faire un premier essai sur la plaque bien polie, d'enlever la couche pulvérulente avec une feuille de papier imbibée d'une solution de caoutchouc, puis de laver légèrement la plaque à l'alcool et de l'employer, ainsi préparée, pour les expériences définitives.

(1) Kirchhoff, *Pogg. Ann.*, t. LXIV, p. 497.
(2) Quincke, *Pogg. Ann.*, t. XCVII, p. 382.

M. Mascart (1) a démontré que les lignes de force électrostatique doivent aussi éprouver une réfraction en passant d'un diélectrique dans un autre. La loi de réfraction est la même que précédemment, à cela près qu'en passant de l'air dans un autre milieu les lignes de force doivent s'écarter de la normale. L'auteur a essayé de vérifier cette loi par l'expérience suivante : Une boule de laiton A, placée à l'extrémité d'une tige de laiton, est enfermée au centre d'un bloc de paraffine en forme de parallélépipède et celui-ci est placé de telle sorte que la tige de laiton soit horizontale. Une aiguille de gomme laque porte à ses extrémités deux balles de sureau auxquelles on communique des charges égales, l'une positive, l'autre négative. Cette aiguille est suspendue horizontalement à l'aide d'un fil de cocon, en face du plan vertical qui termine le parallélépipède, et à la hauteur du centre de la boule A. On électrise A et l'on observe, à l'aide d'une lunette, la position que prend l'aiguille. La théorie démontre que, dans le cas où le diélectrique se termine par un plan indéfini, les lignes de force dans l'air sont des droites, qui convergent en arrière de la boule A, à une distance du plan terminal égale à Kd; K est la constante diélectrique du milieu, d la distance du centre de la boule A au plan terminal. L'expérience montre, en effet, que les directions de l'aiguille mobile, dans les diverses positions de son point de suspension, convergent vers un point situé en arrière de A; mais elle ne peut être exécutée d'une manière assez précise pour permettre, par exemple, le calcul de K. D'après l'auteur, cette expérience prouve suffisamment la réfraction des lignes de force.

L'auteur rappelle encore une expérience signalée par M. Mascart (2) sous le nom de *réfraction de l'étincelle :* elle consiste à faire éclater une étincelle entre deux boules placées de part et d'autre d'une surface libre d'huile, de telle sorte que la ligne qui les joint soit oblique à cette surface. D'après M. Mascart, l'étincelle est presque verticale dans l'huile, presque horizontale dans l'air. M. von Bezold obtient un résultat différent. La première étincelle est presque verticale dans l'air, presque horizontale dans l'huile, c'est-à-dire que sa réfraction a lieu dans le sens où doivent

(1) Mascart et Joubert, *Leçons sur l'électricité et le magnétisme*, t. I, p. 115.
(2) Mascart, *Traité d'électricité statique*, p. 112.

se réfracter les lignes de force; mais les étincelles suivantes se réfractent en sens contraire, c'est-à-dire dans le sens indiqué par M. Mascart.

R. KRÜGER. — Variation du courant fourni par une machine à influence de première espèce avec l'humidité, t. XXII, p. 252-265.

D'après l'auteur, l'intensité du courant est donnée par la formule

$$i = i_0 - \alpha\rho^2 = i_0\left(1 - \frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right),$$

dans laquelle ρ représente l'humidité relative, i_0 l'intensité qu'on aurait obtenue, dans les mêmes conditions, s'il n'y avait pas d'humidité. La constante $\rho_0 = \frac{\sqrt{i_0}}{\alpha}$ croît avec la vitesse de rotation. Quand il n'y a pas d'humidité, la quantité d'électricité fournie par un tour de roue est indépendante de la vitesse de rotation.

H. LORBERG. — Sur l'électrostriction, t. XXI, p. 300-329.

Les résultats numériques des expériences de M. Quincke (1) sur la dilatation électrique de condensateurs de verre sphériques ou cylindriques ont été comparés par M. Quincke lui-même et par M. Boltzmann (2) avec ceux que fait prévoir la théorie; ces calculs n'ont pas été heureux. M. Lorberg montre en quoi ils sont fautifs et développe de nouvelles formules plus générales que celles de M. Boltzmann. Malheureusement les données expérimentales font défaut pour les appliquer avec un succès complet au xexpériences de M. Quincke.

J. KOLLERT. — Propriétés électriques des flammes, t. XXI, p. 244-273.

Les expériences de l'auteur prouvent que les forces électromotrices, développées dans la flamme d'un brûleur Bunsen entre le bec et un fil de platine plongé dans la flamme, dépendent de la

(1) QUINCKE, *Wied. Ann.*, t. X, p. 161, 1880; t. XIX, p. 545, 1883.
(2) BOLTZMANN, *Wien. Ber.*, 1880.

nature du métal du bec et de la température; quand l'état stationnaire est atteint, elles obéissent à la loi de la série des tensions. Le fer paraît être le métal le plus négatif.

La force électromotrice dépend de la position de l'électrode dans la flamme, elle est maximum pour les points dont la température est le plus élevée. Sa plus haute valeur (4 daniells) est tellement supérieure aux plus grandes forces thermo-électriques connues, que l'auteur croit devoir en attribuer une forte portion à l'action exercée sur le platine par les gaz de la flamme, plus ou moins dissociés suivant la température.

Les expériences de M. Kollert sont d'accord avec celles de MM. Elster et Geitel (1). Ces expérimentateurs avaient trouvé que la force électromotrice entre deux fils de platine placés le premier extérieurement à la flamme d'un bec Bunsen, le second au milieu de la flamme, était de $1^{\text{daniell}},92$. M. Kollert trouve 1,95. En remplaçant le bec Bunsen par une flamme d'alcool, MM. Elster et Geitel trouvent $1^{\text{daniell}},44$ et M. Kollert $1^{\text{daniell}},43$.

O. LEHMANN. — Sur les décharges électriques dans les gaz, t. XXII, p. 305-344.

L'auteur décrit et discute un grand nombre d'expériences sur les variations qu'éprouve l'aspect de la décharge dans les gaz d'après :

1° L'intensité de la décharge;
2° La densité du gaz;
3° La distance des électrodes;
4° La forme et le nombre des électrodes;
5° La forme du vase qui les contient;
6° La nature chimique du gaz;
7° La température;
8° Le voisinage de corps électrisés;
9° Le voisinage de corps magnétiques;
10° L'état de mouvement du gaz.

Il pense qu'il y a deux sortes de décharges à travers les gaz,

(1) Elster et Geitel, *Wied. Ann.*, t. XVI, p. 198 et 199; 1882.

l'une convective, l'autre brillante, la première continue, la dernière toujours intermittente, bien que la période d'intermittence puisse être trop courte pour être mise en évidence directement. A haute température, c'est toujours la décharge brillante qui prédomine.

D'après M. Lehmann, toutes les apparences si variées de la décharge s'expliquent par la théorie de Faraday, quand on tient compte de l'état d'électrisation des diverses couches de gaz et des parois du vase. La différence apparente de propriétés de l'électricité positive et de l'électricité négative proviendrait exclusivement d'actions secondaires liées à l'état d'électrisation que prend l'air par son frottement contre les électrodes. Cette électrisation est toujours positive ([1]), d'où il résulte que la décharge se trouve favorisée au cathode, rendue plus difficile autour de l'anode. Ce dernier est en quelque sorte prolongé par la couche de gaz, électrisée positivement, qui l'environne; de là l'espace obscur autour de l'anode; la décharge, dans cet espace, est convective et continue : elle ne devient lumineuse et discontinue qu'au delà, à une distance variable suivant la pression du gaz et la température.

Le Mémoire de M. Lehmann est intéressant à lire par le détail; il est accompagné de Planches qui facilitent beaucoup l'intelligence des nombreux cas particuliers étudiés par l'auteur.

E. BUDDE. — Sur la théorie des forces électromotrices thermo-électriques, t. XXI, p. 277-300.

A la théorie connue de M. Clausius ([2]), M. F. Kohlrausch ([3]) a essayé d'en substituer une autre fondée sur les hypothèses suivantes :

1° Quand une quantité de chaleur W traverse un élément de surface à l'intérieur d'un conducteur A, elle entraîne avec elle une quantité de chaleur αW.

2° La relation ci-dessus entre la chaleur et l'électricité est réciproque, l'électricité en mouvement entraîne aussi de la chaleur.

([1]) Elster et Geitel, *Wied. Ann.*, t. XVI, p. 193; 1882.
([2]) Clausius, *Pogg. Ann.*, t. XC, p. 513; 1853. *Abhandl.*, t. XII; 1864.
([3]) F. Kohlrausch, *Pogg. Ann.*, t. CLVI, p. 601; 1875.

M. Budde développe les équations fournies par l'application des principes de la Thermodynamique à ces données, et il montre que la théorie de M. Kohlrausch implique l'exactitude de la loi expérimentale d'Avenarius, relative à la variation de la force électromotrice thermo-électrique avec la température. Outre que la théorie de M. Clausius est plus générale, puisqu'elle n'implique à cet égard aucune loi particulière, il semble résulter des faits connus que la loi d'Avenarius n'est qu'approchée dans le plus grand nombre des cas, et que, dans quelques autres, elle est tout à fait inexacte. Il n'y a donc pas lieu de prendre en considération la théorie de M. F. Kohlrausch. M. Budde montre qu'elle soulève encore d'autres difficultés.

R. OVERBECK. — Recherches sur la production de courants thermo-électriques dans un conducteur continu, formé d'une seule substance, t. XXII, p. 344-371.

Dans le cas de fils de fer ou d'acier, la direction du courant thermo-électrique peut changer suivant qu'on produit la différence d'état des deux portions du fil, en recuisant une partie d'un fil écroui, ou en écrouissant une portion d'un fil recuit. On n'observe jamais d'inversion de ce genre avec le cuivre, le laiton ou le maillechort.

A. v. WALTENHOFEN. — Expérience instructive faite au moyen d'une pile thermo-électrique dissymétrique, t. XXI, p. 360-364.

Quand on fait passer le courant d'une source quelconque à travers un élément thermo-électrique ordinaire et qu'on ferme celui-ci sur lui-même, on obtient un courant de sens contraire au courant excitateur. Ce courant inverse résulte, comme on sait, de la différence de température produite aux soudures, en vertu du phénomène de Peltier.

Si l'on remplace l'élément thermo-électrique ordinaire par une pile de Noé, on observera que, suivant le sens du courant envoyé dans l'élément, l'intensité σ du courant secondaire est liée à l'intensité s du courant excitateur par les formules

$$\sigma = +\alpha s + \beta s^2, \quad \sigma = -\alpha s + \beta_1 s^2,$$

où α, β, β_1 sont des constantes. Pour une valeur de s assez

grande, le courant secondaire a donc lieu toujours dans le même sens, quelle que soit la direction du courant excitateur. Les coefficients β et β_1 sont nuls pour les piles thermo-électriques symétriques et cette anomalie ne s'y présente pas.

C.-L. WEBER. — Conductibilité électrique et propriétés thermo-électriques des amalgames, comparées à la variation de leur structure, t. XXIII, p. 447-476.

Par suite de changements de structure ou de la séparation d'amalgames définis se produisant irrégulièrement au sein de la masse, on n'obtient de résultats concordants et comparables entre eux qu'avec des amalgames très pauvres, contenant au plus 2 pour 100 de métal. Pour ces derniers et quel que soit le métal dissous dans le mercure, on observe que, quand on fait croître la proportion de métal, la conductibilité spécifique augmente, et la différence thermo-électrique par rapport au cuivre diminue.

Dans le Tableau suivant, s indique la résistance spécifique de l'amalgame à 18°, k le coefficient de variation de la résistance en parties de s, a et b les deux constantes thermo-électriques définies par la relation

$$a = \frac{E}{T - t} - b(T + t - 50);$$

E est la force électromotrice thermo-électrique relative à l'amalgame et au cuivre quand les deux soudures sont respectivement aux températures T et t; elle est évaluée en daniells :

Métal.	Proportion dans l'amalgame.	s.	k.	$a.10^3$.	$b.10^3$.
Étain.....	0,005	0,9421	0,000900	496,7	1,21
	0,01	0,9210	0,000979	474,6	1,06
Argent.....	0,0025	0,9985	0,00118	490,6	1,17
	0,005	0,9984	0,00105	488,6	0,97
	0,01	0,9930	0,00081	486,2	1,14
Plomb.....	0,0025	0,984	0,00086	495,0	0,86
	0,005	0,972	0,00075	486,0	1,34
	0,01	0,948	0,00087	465,2	1,36
Zinc.....	0,0025	0,983	0,00080	491,3	1,16
	0,005	0,946	0,00088	483,4	1,01
	0,001	0,9089	0,00097	387,7	1,71

Métal.	Proportion dans l'amalgame.	s.	k.	$a.10^8$.	$b.10^8$.
Cadmium...	0,0025	0,992	0,00125	480,5	1,25
	0,005	0,964	0,00075	482,9	1,26
	0,001	0,934	0,00086	482,2	0,82
Bismuth....	0,0025	0,9922	0,00089	471,3	1,12
	0,005	0,9874	0,00088	454,7	0,96
	0,001	0,9861	0,00089	423,2	0,93

En comparant entre elles les constantes thermo-électriques pour des alliages de même concentration, on peut établir l'ordre thermo-électrique des métaux dissous dans le mercure. Voici cet ordre, pour une concentration de l'amalgame de 0,005 :

Étain, argent, plomb, zinc, cadmium, bismuth.

A. OBERBECK. — Sur les oscillations électriques et, en particulier, sur les phénomènes de polarisation qu'elles produisent, t. XXI, p. 139-158.

Dans des Mémoires antérieurs ([1]), l'auteur s'était proposé de déterminer si l'on peut admettre, avec M. F. Kohlrausch, que la polarisation produite sur des plaques métalliques par de petites quantités de gaz dégagées électrolytiquement est proportionnelle à la densité des couches produites, ou, ce qui revient au même, à la quantité d'électricité qui a passé, rapportée à l'unité de surface. Cette hypothèse ne s'est trouvée justifiée que pour le cas limite de quantités extraordinairement petites. Le Mémoire actuel a pour objet d'exposer les résultats de recherches expérimentales effectuées par l'auteur, en commun avec M. Falck, indépendamment de toute hypothèse particulière sur ce sujet.

L'appareil employé se compose d'un électromoteur de M. Kohlrausch (*sinus inductor*) formé d'un aimant tournant et de deux multiplicateurs dont les plans faisaient entre eux un angle r variable à volonté. Ces deux multiplicateurs appartenaient à deux circuits distincts, très résistants, contenant chacun l'une des deux bobines d'un électrodynamomètre. Dans l'un des deux circuits se trouvait intercalé un voltamètre de faible résistance.

([1]) *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 213 et 625; 1883.

Il suffit d'observer les déviations permanentes de l'électrodynamomètre pour $n = 0$, $n = \frac{\pi}{2}$, pour déduire de cette double observation une valeur approchée de la force électromotrice maximum de polarisation y développée dans le voltamètre.

Les expériences de M. Falck ont été réalisées en attribuant aux électrodes une surface x variable à volonté. Si la loi de M. Kohlrausch était exacte, on devrait avoir $xy =$ const. On observe au contraire dans tous les cas que xy augmente avec x et ne s'approche d'une valeur constante que pour de très grandes valeurs de x, c'est-à-dire pour des densités de courant extrêmement faibles.

Les métaux étudiés sont l'aluminium, l'or, le nickel, le palladium, le platine et l'argent plongés dans des solutions concentrées de sulfate de potasse, de chlorure, de bromure ou d'iodure de potassium. La force électromotrice de l'inducteur à sinus ayant une valeur approximative de $2^{\text{daniells}},5$, et la surface des lames variant de 50^{mmq} à 500^{mmq}, les valeurs de y pour l'aluminium et le sulfate de potasse ont varié de $0^{\text{daniell}},6525$ à $0^{\text{daniell}},4424$. Avec les autres métaux, la polarisation est moins intense.

A l'aide des résultats obtenus par M. Falck, M. Oberbeck cherche à contrôler l'exactitude des lois de la capacité de polarisation énoncées par M. Blondlot (¹).

E. COHN. — La loi de Ohm est-elle rigoureusement applicable aux électrolytes, t. XXI, p. 646-672.

L'objet principal de ce Mémoire est de contrôler l'affirmation suivante de M. Oberbeck (¹) : quand des courants très rapidement intervertis traversent un électrolyte, sa résistance apparente décroît, dans un rapport considérable, quand la vitesse des inversions augmente. En modifiant légèrement la disposition de M. Oberbeck et rectifiant la méthode employée pour le calcul de la résistance, M. Cohn trouve que celle-ci ne varie pas de la $\frac{1}{100}$ partie de sa valeur, pour des inversions dont le nombre est compris entre 100 et 2500 par seconde. D'autres recherches, effectuées pour découvrir s'il y a des différences de phase du courant aux divers points d'un

(¹) Oberbeck, *Wied. Ann.*, t. VI; 1879.

circuit comprenant des électrolytes, ont donné des résultats purement négatifs. *Dans tous les cas, c'est-à-dire dans les métaux, les électrolytes et les isolants, l'électricité se meut,* suivant l'expression de Maxwell, *comme un fluide incompressible.*

E. PISANI. — Sur la polarisation galvanique, t. XXI, p. 64-90.

L'objet de ce travail est de rechercher si la nature chimique des électrodes a une influence sur le phénomène de la polarisation. Contrairement aux assertions de la plupart des expérimentateurs qui l'ont précédé, M. Pisani conclut que, dans les circonstances ordinaires, la polarisation dépend de la nature des électrodes aussi bien par la valeur qu'elle possède quand le courant est fermé que par la manière dont elle décroît après l'ouverture du circuit. Cette dépendance persiste même quand on échauffe la liqueur, de manière à détruire le bioxyde d'hydrogène ou l'ozone qui peut se former; quand on sépare les électrodes, de manière à s'opposer à la diffusion des gaz électrolytiques ou enfin quand on opère dans le vide.

F. NEESEN. — Influence de l'aimantation sur la conductibilité électrique des liquides magnétiques et méthode pour mesurer la conductibilité des électrolytes, t. XXIII, p. 482-493.

1. Pour mesurer la conductibilité d'un électrolyte, M. Neesen dispose un pont de Wheatstone de la manière suivante : deux branches A et B sont formées de résistances métalliques égales; la troisième C est un tube à électrolyte, la quatrième D est formée d'un tube contenant le même électrolyte et d'une résistance métallique complémentaire que l'on règle de manière à établir l'équilibre du pont. Les deux tubes ne différant entre eux, ni par la nature du liquide, ni par celle des électrodes, ni par l'intensité du courant qui les traverse quand le pont est réglé, les forces électromotrices de polarisation doivent avoir la même valeur dans les deux tubes et se neutraliser exactement par rapport au galvanomètre : on peut donc en faire abstraction. De la différence de longueur des deux tubes on déduit la résistance spécifique de l'électrolyte.

2. Prenons pour électrolyte du sulfate de fer, et, après avoir établi l'équilibre du pont, plaçons l'un des tubes entre les pôles d'un puissant électro-aimant : si l'aimantation modifie la résistance, le pont se trouvera déréglé. On peut diriger le tube de façon que les lignes de force magnétiques soient perpendiculaires ou parallèles au courant; dans le premier cas, M. Neesen n'a rien observé; dans le second, la conductibilité paraît augmentée, à moins que la polarisation ne soit diminuée. Il serait intéressant de répéter ces expériences dans des conditions meilleures et de les étendre à un plus grand nombre de substances.

E. PFEIFFER. — Conductibilité électrique des dissolutions d'acide carbonique; méthode pour mesurer la résistance des liquides sous de hautes pressions, t. XXIII, p. 625-650.

M. Pfeiffer emploie la méthode connue de M. F. Kohlrausch; un tube de Cailletet contient deux électrodes de platine, l'une fixée à la partie supérieure du tube, l'autre flottant à la surface du mercure. On y introduit de l'acide carbonique, de l'eau, et l'on comprime jusqu'à ce que les deux électrodes soient baignées par la dissolution. On détermine la composition de la liqueur d'après les résultats des mesures de M. von Wroblewski (1) ou de M. Blümcke (2), et l'on compare sa résistance à celle d'une colonne égale formée d'une dissolution connue d'acide acétique pur.

L'acide carbonique conduit mal; la plus riche des dissolutions étudiées par l'auteur était encore trois fois plus résistante que de l'eau de puits. La conductibilité d'une dissolution donnée ne varie pas avec la pression, ce qui prouve que l'acide carbonique y est à l'état liquide; elle varie avec la température, mais sans présenter de discontinuité au point critique, d'où l'on peut inférer que l'acide carbonique dissous et conducteur est combiné à l'eau.

La conductibilité de l'acide carbonique est, à équivalents égaux, incomparablement plus faible que celle des carbonates neutres. On ne peut donc supposer que les dissolutions contiennent l'hydrate CO^2, HO. D'après M. Pfeiffer, ces dissolutions seraient comparables à celles des acides oxalique, tartrique ou acétique.

---

(1) Wroblewski, *Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 291; 1883.
(2) *Voir* ci-dessus, p. 511.

O. BÖCKMANN. — Résistance électrique du contact d'un microphone pendant le mouvement, t. XXIII, p. 651-665.

Pour faire vibrer régulièrement un contact de microphone, les deux pièces de charbon, polies dans la partie où elles se touchent, sont pressées entre la plaque d'un téléphone et un obstacle fixe, et l'on fait vibrer la plaque du téléphone en plaçant sur son circuit un diapason interrupteur. La résistance du contact de charbon est mesurée par la disposition ordinaire du pont de Wheatstone: quand la plaque du téléphone vibre, la résistance du contact varie périodiquement, mais avec une rapidité telle que les déflexions du galvanomètre demeurent rigoureusement invariables; en amenant le galvanomètre au zéro, on mesure donc une résistance moyenne du contact.

Pour une intensité donnée du courant, cette résistance moyenne est toujours inférieure à la résistance du contact au repos, et d'autant plus que la pression entre les deux charbons est plus faible et par conséquent que la résistance du contact au repos est plus grande; elle croît quand l'intensité du courant diminue, ou encore quand on accroît l'intensité des vibrations; mais elle est indépendante de leur nombre, c'est-à-dire de la hauteur du son rendu par le téléphone.

S. CZAPSKI. — Variation de la force électromotrice des piles avec la température. Sa relation avec leur énergie libre, t. XXI, p. 209-243.

M. Helmholtz (1) et, après lui, Sir W. Thomson (2) avaient annoncé, comme une conséquence du principe de la conservation de l'énergie, que la force électromotrice des piles sans polarisation était proportionnelle à l'énergie des réactions qui s'y développent par le passage du courant et pouvait se calculer par leur moyen. Cette proposition serait incontestable si la totalité de l'énergie chimique de la pile devait nécessairement se convertir en énergie électrique, mais rien ne prouve *a priori* qu'il en doive être ainsi. Déjà M. Bosscha (3) avait prouvé que certaines expériences de

(1) Helmholtz, *Ueber die Erhaltung der Kraft*, p. 50; Berlin, 1847.
(2) W. Thomson, *Phil. Mag.*, 4e série, 1851.
(3) Bosscha, *Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 478, 1858, et t. CVIII, p. 312; 1860.

Favre étaient incompatibles avec cette loi, et, plus récemment, M. F. Braun (1) a montré, par de nombreuses mesures, que certaines piles ont une force électromotrice beaucoup plus grande, d'autres une force électromotrice plus faible qu'elles n'auraient si cette loi était exacte. M. A. Wright (2) est arrivé au même résultat.

L'étude théorique de la question a été reprise récemment par M. Helmholtz (3), pour les piles qui ne sont le siège que d'actions chimiques réversibles. En se plaçant dans le cas de courants infiniment faibles, on a le droit de négliger le développement de chaleur produit dans les conducteurs en vertu de la loi de Joule, et l'on peut alors imaginer des cyles fermés réversibles, auxquels les deux principes fondamentaux de la Thermodynamique sont applicables. L'énergie U de la pile, à température constante, varie avec la quantité d'électricité ε qui la traverse, mais on conçoit qu'elle puisse aussi varier par l'effet de la température θ : cela posé, M. Helmholtz considère cette énergie comme une fonction des deux variables indépendantes ε et θ

$$dU = \frac{\partial U}{\partial \varepsilon} d\varepsilon + \frac{\partial U}{\partial \theta} d\theta.$$

Quand la quantité d'électricité $d\varepsilon$ traverse la pile, dont la force électromotrice est p, dans le sens du courant que cette force électromotrice tend à produire, le travail produit par la pile est $+p\,d\varepsilon$, et la quantité de chaleur à fournir à la pile est, d'après le principe de l'équivalence,

$$(1) \qquad dQ = dU + p\,d\varepsilon = \frac{\partial U}{\partial \theta} d\theta + \left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p\right) d\varepsilon.$$

D'après le principe de Carnot,

$$dS = \frac{dQ}{\theta} = \frac{1}{\theta}\frac{\partial U}{\partial \theta} d\theta + \frac{1}{\theta}\left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p\right) d\varepsilon$$

---

(1) F. Braun, *Wied. Ann.*, t. V, p. 182, 1878; t. XVI, p. 561, 1882; t. XVII, p. 593; 1882.

(2) A. Wright, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XIV, p. 188; 1882.

(3) V. Helmholtz, *Berl. Ber.*, p. 22 et 825; 1882. (Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 396.)

doit être une différentielle exacte, ce qui donne la condition

$$\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p = \theta \frac{\partial p}{\partial \theta}. \tag{2}$$

En substituant dans (1), il vient

$$dQ = \frac{\partial U}{\partial \theta} d\theta + \theta \frac{\partial p}{\partial \theta} d\varepsilon; \tag{3}$$

Par suite $\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} d\varepsilon$ est la quantité de chaleur qu'il faut fournir à la pile pour maintenir sa température constante quand elle est traversée par la quantité d'électricité $d\varepsilon$. Cette quantité ne peut être nulle que si $\frac{\partial p}{\partial \theta} = 0$, c'est-à-dire si la force électromotrice de l'élément est indépendante de la température. Lorsque p croît avec θ, il faut fournir de la chaleur à la pile, en dehors de celle qui résulte de la variation des énergies chimiques; si p décroît, il y a un excès de chaleur, et la température de la pile s'élève. Dans les deux cas, l'ancien calcul de la force électromotrice est en défaut. Tel est le résultat essentiel du Mémoire de M. Helmholtz.

On sait mesurer ε et p en unités absolues et par suite calculer $\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \varepsilon$. D'autre part, on peut connaître l'énergie chimique des réactions développées dans la pile par le passage du courant; on pourra donc comparer les deux quantités et vérifier expérimentalement que *les éléments qui ne transforment pas toute l'énergie chimique en énergie électrique sont ceux dont la force électromotrice décroît quand la température s'élève, et que ceux qui produisent une énergie électrique supérieure à leur énergie calorifique sont ceux dont la force électromotrice croît avec la température.* Tel est l'objet des recherches de M. Czapski.

La condition de réversibilité que doivent remplir les éléments de pile limite beaucoup le nombre des combinaisons accessibles à l'expérience et auxquelles la relation (3) est applicable. D'autre part, les données thermochimiques que l'on possède sont trop souvent insuffisantes et ne fournissent guère que deux limites, l'une supérieure, l'autre inférieure, de l'énergie chimique : tout ce qu'on peut espérer est donc de reconnaître si le sens général des résultats est conforme ou non aux prévisions théoriques.

Voici quelques-uns des résultats de M. Czapski : A désigne

l'équivalent calorifique de $\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \varepsilon$, B la différence du travail électrique et de l'énergie chimique. D'après la théorie de M. Helmholtz, on devrait avoir A = B.

1. Élément Zn | $ZnCl^2$—AgCl dissous | Ag, fourni par M. Warren de la Rue. La densité de la dissolution de chlorure de zinc est 1,2466 :

$$A = -3,39, \quad B > -9,76.$$

2. Même élément, avec une dissolution de chlorure de zinc, de poids spécifique 1,7343 :

$$A = -2,77, \quad B < +1,22.$$

3. Zinc pur, dissolutions très étendues de chlorure de zinc et de chlorure d'argent, argent dans un vase fermé et vide d'air :

$$A = -5,12, \quad B > -9,39.$$

4. Fe | $FeCl^2$ - Hg^2Cl^2 | Hg :

$$A = +4,85, \quad B = +15,6 \text{ à } 20°,$$
$$A = +12,13, \quad B = +15,29 \text{ à } 10°,$$
$$A = +18,25; \quad B = +15,49 \text{ à } 0°.$$

Le même élément, avec une dissolution de chlorure de fer de concentration convenable, peut donner une énergie chimique sensiblement nulle, tandis que le travail du courant conserve une valeur considérable : il est alors emprunté presque exclusivement à la chaleur fournie à la pile par le milieu extérieur.

Les éléments

Zinc | Chlorure de zinc—Chlorure de mercure | Mercure,
Zinc | Bromure de zinc—Bromure de mercure | Mercure,
Cadmium | Chlorure de cadmium-Chlorure de mercure | Mercure.

fournissent des résultats très peu satisfaisants. Ainsi, pour un élément au chlorure de zinc, on a trouvé

$$Az = +1,07, \quad B = +18,43.$$

En résumé, les résultats généraux du Mémoire de M. Czapski

paraissent favorables à la théorie de M. Helmholtz; mais on ne peut songer à dire qu'ils en fournissent d'ores et déjà une démonstration expérimentale suffisante.

H. HERTZ. — Relations entre les équations fondamentales de l'Électrodynamique de Maxwell et celles de l'Électrodynamique ordinaire, t. XXIII, p. 84-103.

Maxwell considère l'éther comme un diélectrique dont la polarisation produit, par ses variations, les actions des courants électriques : il obtient ainsi des équations qui ne peuvent se déduire des lois ordinaires de l'Électrodynamique. M. Hertz montre qu'on arrive aussi à ces mêmes équations par une généralisation des principes qui ont guidé Ampère, et que tout le monde admet aujourd'hui.

Un aimant annulaire qui finit tend à déplacer autour de son axe toute masse électrique voisine; les lignes de force qu'il induit dans l'espace sont distribuées temporairement comme le seraient, d'une manière permanente, celles d'un courant circulaire traversant l'anneau dans le sens de l'aimantation. Deux aimants annulaires parallèles qui finissent produisent les lignes de force de deux courants circulaires, et, puisque ces derniers s'attireraient, il est légitime de supposer que les deux aimants s'attirent aussi pendant la période où ils finissent. Ces actions magnétodynamiques n'ont jamais été observées : il n'en résulte pas, d'une manière nécessaire, qu'elles n'existent pas. Toutefois il convient de remarquer que, si on les admet, on est conduit à modifier les équations fondamentales de l'Électrodynamique, car un aimant annulaire est assimilable à un solénoïde fermé, et, si l'on admet que les aimants annulaires qui finissent s'attirent, il faut admettre aussi que les solénoïdes fermés s'attirent pendant la période variable. Or des solénoïdes fermés permanents n'exercent aucune action réciproque : il faut donc introduire dans les équations de l'Électrodynamique un terme qui dépend non plus seulement de l'intensité actuelle des courants, mais aussi de leur variation. En vertu du principe de la conservation de l'énergie, cette correction en entraîne une autre pour les lois de l'induction, et ainsi de suite. C'est par le calcul de ces corrections successives que M. Hertz parvient aux équations mêmes de Maxwell.

E. RIECKE. — La chaînette électrodynamique, t. XXIII, p. 252-258.

M. Riecke démontre qu'un conducteur de courant flexible et inextensible, placé dans un champ magnétique uniforme, de façon que ses extrémités se trouvent sur une droite perpendiculaire aux lignes de force, doit prendre une courbure exactement circulaire. Il vérifie expérimentalement ce résultat de la théorie, en prenant comme conducteur une feuille d'or fixée par ses deux extrémités dans le champ d'un électro-aimant.

B. WEINSTEIN. — Calcul du potentiel de bobines, t. XXI, p. 329-360.

J. STEFAN. — Sur le calcul des coefficients d'induction de bobines, t. XXII, p. 107-117.

L'objet principal de ces deux Mémoires est la rectification de la formule donnée par Maxwell (1) pour le calcul du coefficient de self-induction d'une bobine. On sait que la mesure directe de cet élément, pour la bobine de l'Association Britannique, a été effectuée récemment par lord Rayleigh, et que le résultat n'a pas vérifié la formule de Maxwell. Le désaccord disparaît quand on emploie les formules corrigées de M. Weinstein ou de M. Stefan. On trouvera dans le Mémoire de ce dernier savant des Tables qui facilitent singulièrement le calcul numérique des coefficients d'induction.

C. FROMME. — Sur les changements d'état moléculaire que le fer éprouve par le recuit et la trempe, t. XXII, p. 371-387.

Si l'on cherche à interpréter d'une manière purement mécanique le changement de propriétés que le fer éprouve par la trempe en invoquant la pression que la couche superficielle, subitement refroidie, exerce sur les couches internes, on est conduit à une série de conséquences, sur les variations de densité d'une masse de fer trempée, qui ne sont pas toujours d'accord avec l'expérience. Il faut admettre que l'action mécanique détermine un rapproche-

(1) MAXWELL, *Phil. Trans.*, p. 508; 1865.

ment des molécules d'où résulte une action chimique consécutive : la combinaison du fer et du charbon. On comprend ainsi que le refroidissement lent, mais opéré sous une pression considérable, puisse produire les effets physiques de la trempe, ainsi que MM. Clémandot (1) et Lan (2) l'ont récemment démontré par l'expérience.

F. KOHLRAUSCH. — Sur la distance polaire, les coefficients d'induction et de température d'un aimant et sur la mesure des moments d'inertie à l'aide de la suspension bifilaire, t. XXII, p. 411-424.

1. D'expériences assez nombreuses sur des aimants longs, MM. Kohlrausch et Hallock concluent que l'on peut pratiquement prendre la distance polaire égale aux $\frac{5}{6}$ de la longueur, quand on n'a pas besoin de connaître cette distance avec une grande exactitude.

2. M. Kohlrausch démontre ensuite que, contrairement à une assertion de Lamont, un aimant soumis à de très faibles actions magnétiques, s'exerçant soit dans le sens de son aimantation ou en sens inverse, éprouve des effets égaux et de signe contraire; par exemple, un aimant, retourné 8000 fois dans le champ magnétique terrestre, a conservé, après ces opérations, une aimantation égale à son aimantation primitive à $\frac{1}{2000}$ près.

3. Pour déterminer le coefficient de température d'un aimant, on peut le placer horizontalement de telle sorte que son milieu soit dans le méridien et à petite distance d'une petite aiguille suspendue, et que son action jointe à celle de la Terre dirige l'aiguille de l'est à l'ouest. Soit φ l'angle que fait l'axe de l'aimant avec le méridien magnétique. Si le magnétisme de l'aimant subit l'accroissement ΔM, l'aiguille tourne d'un petit angle $\Delta\varepsilon$ donné par la formule

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{2} \operatorname{tang} \varphi . \Delta\varepsilon.$$

Pour mesurer φ exactement, M. Kohlrausch monte l'aimant sur

(1) Clémandot, *Comptes rendus*, t. XCIV, p. 703 et t. XCV, p. 587, 1882.
(2) Lan, *Comptes rendus*, XCIV, p. 952; 1882.

l'alidade d'un cercle divisé et prend pour aiguille mobile un disque aimanté et poli sur ses deux faces. On fait tourner l'alidade jusqu'à ce que l'image de la règle soit vue dans la seconde face du disque; l'angle dont elle a tourné est alors égal à 2φ. En chauffant l'aimant, on produit la variation de magnétisme ΔM, et il en résulte la déviation $\Delta\varepsilon$ qu'on mesure à la manière ordinaire. Soient A la distance de l'échelle au disque, n et n' les déviations correspondant à la rotation 2φ de l'aimant aux températures t et t'; le coefficient de température est

$$0 = \frac{\operatorname{tang}\varphi}{8A}\,\frac{n-n'}{t-t'}.$$

Ce résultat doit être multiplié par

$$1 + \frac{1}{8}\,\frac{\lambda^2}{a^2}(3 + 5\cos^2\varphi),$$

pour tenir compte de la longueur de l'aimant : λ est sa distance polaire qu'on peut prendre égale aux $\frac{5}{6}$ de sa longueur, a la distance de son milieu au centre de l'aiguille.

4. M. Kohlrausch cherche à établir que la détermination des moments d'inertie à l'aide de la suspension bifilaire est exempte de la plupart des causes d'erreur que présente la méthode habituellement employée.

A. OBERBECK. — Actions magnétiques des oscillations électriques, t. XXI, p. 672-697 et t. XXII, p. 73-85.

Voici les conclusions des deux Mémoires de M. Oberbeck :

1. Quand on fait agir sur des noyaux cylindriques de fer ou d'acier des forces magnétiques constantes en grandeur et en direction aux divers points de la masse, mais qui sont des fonctions périodiques du temps, les variations du moment magnétique obéissent aux lois connues, à cela près que, quand les inversions du courant sont très rapides, on doit tenir compte de l'action très appréciable exercée par les courants induits dans la masse métallique.

2. Des variations périodiques du moment magnétique, produites à une place déterminée d'un long noyau de fer par des forces extérieures, se propagent de telle sorte que les amplitudes des moments décroissent avec la distance au point d'excitation; la valeur de ce décroissement ne dépend que des propriétés du fer employé, tandis que la vitesse de propagation, très grande par elle-même, est plus ou moins diminuée par les courants d'induction qui résultent de cette propagation.

S. WLEUGEL et S. HENRICHSEN. — Sur le magnétisme des substances organiques, t. XXII, p. 121-123.

Dans le Tableau suivant, m représente le magnétisme spécifique, celui de l'eau étant pris égal à — 100, μ le magnétisme moléculaire et q le poids atomique :

Substances.	m.	μ.	q.
Alcool méthylique.....	— 94,40	— 3021	32
Iodure de méthyle.....	58,01	8238	142
Sulfure de méthyle.....	102,34	6345	62
Acétate de méthyle.....	80,90	5987	74
Alcool éthylique.....	101,09	4759	46
Iodure d'éthyle	61,96	9665	156
Bromure d'éthyle.....	68,90	7511	109
Sulfure d'éthyle.....	105,48	9493	90
Alcool propylique.....	107,51	6451	60
Alcool isopropylique.....	107,51	6451	60
Iodure de propyle.....	66,65	11331	170
Bromure de propyle.....	74,48	9161	123
Chlorure de propyle.....	100,08	7857	78,5
Sulfure de propyle.....	107,84	12724	118
Alcool isobutylique.....	109,80	8125	74
Acétate isobutylique	96,07	11167	116
Eau.....	100,00	1800	18

La comparaison des nombres de ce Tableau semble établir : 1° que chaque CH^2 introduit dans la combinaison produit une variation du magnétisme moléculaire μ, sensiblement constante et égale en moyenne à — 1640; 2° que le magnétisme moléculaire des éthers est la somme des magnétismes moléculaires afférents au radical alcoolique et à l'autre partie de la combinaison; 3° que le magnétisme spécifique afférent à HO, I, Br, S dans les combinai-

sons possède sensiblement une même valeur, — 44,3, tandis que le chlore et le radical de l'acide acétique apportent un magnétisme spécifique égal à — 62; 4° que les alcools isobutylique et isopropylique se comportent comme les alcools normaux; enfin qu'on peut considérer le magnétisme des radicaux alcooliques comme provenant de leur hydrogène seul, si l'on attribue à cet hydrogène un magnétisme égal à — 807.

A. TÖPLER. — Mesure de l'intensité horizontale du magnétisme terrestre, à l'aide de la balance, t. XXI, p. 158-175.

Un barreau aimanté est fixé perpendiculairement au milieu du fléau d'une balance en laiton, de telle sorte que son axe occupe la situation habituellement attribuée à l'aiguille de la balance. Des poids sont placés dans les plateaux de manière à amener cet axe à être vertical quand le plan d'oscillation coïncide avec le méridien magnétique. On fait tourner toute la balance de 180° et l'on ramène la verticalité de l'axe par un nouveau réglage des poids. On calculera MH par la formule

$$MH = \frac{1}{2}(Q_1 - Q_2)l;$$

l est la longueur du bras de fléau auquel ont été appliqués successivement les poids Q_1 et Q_2 dans les deux opérations dont se compose cette sorte de double pesée.

L'auteur indique avec détail les précautions à prendre pour obtenir les meilleurs résultats. Il fixe à $\frac{1}{5000}$ environ la limite de précision de ces mesures. E. Bouty.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE.

Section de Physique. — Tome XVI; 1884.

M. AVENARIUS. — Sur la loi générale de la dilatation des liquides (Polémique contre M. Mendelejeff), p. 242, 400. Réponse de M. Mendelejeff, p. 282, 475.

M. Avenarius a proposé, en 1877, pour l'expression de la loi générale de la dilatation des liquides la formule

$$v = a + b \log(T - t);$$

T désigne ici la température d'ébullition absolue du liquide, t sa température relative au volume v, a et b des constantes. Cette formule (proposée pour la première fois par Waterston en 1863), exprime très bien le volume des cinq liquides dont la dilatation, sous une pression constante, égale à leur pression critique, a été étudiée au laboratoire de l'auteur. Au contraire, la formule de M. Mendelejeff [1], appliquée à ces mêmes liquides, donne des résultats complètement en désaccord avec l'expérieuce.

M. Mendelejeff remarque que la formule de M. Avenarius contient deux constantes et peut par conséquent exprimer une fonction quelconque avec plus de précision que la sienne, qui n'en contient qu'une, mais que la simplicité d'une expression de loi élémentaire lui manque complètement. Le but des recherches de M. Mendelejeff n'était pas la recherche de la loi générale de la dilatation des liquides, mais celle de l'expression de ce qu'il y a de commun dans la manière dont les liquides se comportent sous l'action de la chaleur. Cette similitude doit forcément cesser d'exister au voisinage des deux limites de l'état liquide, à cause de la diversité de la constitution des liquides. Par conséquent le désaccord constaté par M. Avenarius pour cinq cas pris en dehors des limites où la formule est applicable ne prouve pas qu'elle est erronée.

A. ISRAILEFF. — Appareil acoustique pour la mesure exacte du nombre de vibrations, p. 1-8.

Pour faciliter la détermination du nombre de battements que le corps vibrant produit avec un diapason de nombre de vibrations connu, le P. Israïleff a construit un pendule dont il règle la durée d'oscillations jusqu'à la coïncidence avec les battements observés; à cet effet, il déplace micrométriquement un poids le long de la tige du pendule, prolongée au delà du point de suspension. Une graduation empirique permet de lire le nombre d'oscillations à ajouter ou à retrancher à celles du diapason employé.

En Russie, on munit les campaniles d'un grand nombre de cloches immobiles; c'est le marteau, la langue de la cloche qui est

---

[1] *Voir* p. 330 de ce Volume.

mis en branle. Cette méthode permet d'employer des cloches de très grandes dimensions, et le son, dont la continuité n'est pas altérée par les soubresauts du marteau, est bien supérieur à celui des cloches sonnées à la façon occidentale (¹).

Mais, pour produire un effet agréable à l'oreille, il est indispensable que les cloches soient accordées de manière à donner exactement les harmoniques d'un même son fondamental. C'est pour atteindre ce but que le P. Israïleff a construit ses diapasons.

Sa collection consiste en cinquante-six exemplaires qu'il a construits lui-même avec une rare perfection; leur nombre de vibrations commence à 440 et va jusqu'à 880, en augmentant régulièrement par 8 vibrations. Cette collection permet à l'auteur de déterminer le nombre de vibrations de toutes les notes musicales usuelles. S'il s'agit, par exemple, d'une cloche à accorder, il détermine son nombre de vibrations et fait réduire, à l'aide du tour, sa partie centrale pour abaisser le ton, ou sa partie périphérique pour le faire monter jusqu'à ce que le nombre de vibrations voulu soit obtenu.

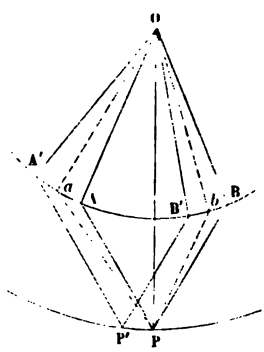
Sur quelques démonstrations nouvelles des conditions du minimum de déviation d'un rayon par le prisme. Notes par MM. *Kraiewitsch*, p. 8-14, 269; *Ziloff*, p. 168-174; *Wolkoff*, p. 174; *Rosenberg*, p. 267; *Piltschikoff*, p. 539-552.

La recherche des conditions du minimum de déviation d'un rayon par le prisme exige des notions assez étendues du Calcul différentiel; une simple méthode élémentaire nous manque encore pour ce cas. Pour combler cette lacune, M. Krajewitsch a présenté quatre démonstrations élémentaires analytiques (dont la dernière est une modification de la démonstration de M. Hesehus, publiée en 1883). M. Rosenberg remplace l'analyse mathématique d'une des démonstrations de M. Krajewitsch par une démonstration sans calcul, assez difficile à suivre, et M. Wolkoff cherche à démontrer l'insuffisance de toutes les quatre. M. Ziloff propose, à son tour, une démonstration géométrique, basée sur la construction connue du rayon réfracté par un prisme, donnée par M. Radau, mais

(¹) Une ancienne ville *Swenigorod* (ville sonnante) doit son nom à l'habileté de ses anciens sonneurs.

M. Piltschikoff, en approfondissant la question, prouve l'insuffisance de la construction de M. Ziloff, et déduit de la construction de M. Radau une nouvelle démonstration assez compliquée.

En profitant des idées de M. Ziloff et de la critique de M. Piltschikoff, je propose de mon côté la démonstration géométrique suivante : pour construire le rayon réfracté, il faut, d'après M. Radau, tracer deux circonférences concentriques, dont les rayons OA et OP sont dans le rapport de l'unité à l'indice de réfraction du prisme. Du centre commun O, on trace le rayon OA′ parallèle au rayon incident; par son intersection avec la circonférence intérieure, on mène une ligne A′P′, parallèle à la normale à la face d'incidence. Par le point P′ on doit mener la droite P′B′ faisant avec A′P′ un angle égal à celui du prisme; alors la droite B′O passant par son intersection avec la circonférence intérieure et le centre représentera la direction du rayon réfracté. Si l'on répète la construction précédente pour une autre direction du rayon incident OA. le point P′ se déplacera sur la circonférence extérieure en P, en même temps l'arc AB de la circonférence intérieure, mesurant l'angle de déviation du rayon, changera de grandeur. Pour mieux comparer, ramenons le point P′ dans sa position nouvelle P, en faisant tourner toute la figure autour du centre commun O : les points A′ et B′ viendront se placer en a et b, l'angle $aPb = A'P'B'$ étant égal à l'angle du prisme.



Cela posé, la recherche du minimum de déviation se réduit au problème géométrique suivant : étant donnée une circonférence et un angle constant qui peut tourner autour de son sommet fixé sur

le prolongement d'un diamètre, trouver la position de l'angle correspondant au minimum de la longueur de l'arc de cercle intercepté par les côtés de cet angle.

On remarque trois positions singulières de l'angle : deux extrêmes, quand le côté gauche ou le côté droit est tangent au cercle, et une position centrale APB, quand le diamètre passant par le sommet divise l'angle en deux parties égales. Si l'angle considéré se déplace de sa position centrale d'un angle quelconque, par exemple de l'angle δ vers la gauche, l'arc intercepté par ses côtés sera diminué de l'arc Bb décrit par le côté droit et augmenté de Aa décrit par le côté gauche. Il est facile d'exprimer la longueur des cordes Aa et Bb, correspondant à ces arcs. Les côtés PA et PB de l'angle dans sa position centrale sont égaux entre eux ; mais Pa est devenu plus long et Pb plus court que cette valeur commune d. Désignons par c la longueur de l'arc cherché, et par Δ la différence Pa — PA. D'après un théorème connu,

$$c^2 = d^2 + (d + \Delta)^2 - 2d(d - \Delta)\cos\delta;$$
$$c^2 = 2d^2 + 2d\Delta + \Delta^2 - 2d^2\cos\delta - 2d\Delta\cos\delta$$
$$= 2d^2(1 - \cos\delta) + 2\Delta d(1 - \cos\delta) + \Delta^2.$$

Pour l'arc Bb, il faut prendre Δ négatif, car bP est plus court que BP ; or quelle que soit la valeur absolue de Δ, c est plus grand si Δ est positif que s'il est négatif ; par conséquent l'accroissement de l'arc AB à partir de sa position centrale sera toujours positif, et cette position correspond à un minimum. La formule s'applique à tous les angles δ possibles ; donc la démonstration est générale.

N. SLOUGUINOFF. — Contributions à la théorie des dimensions, p. 49-64, 238-241.

La dimension de l'unité de magnétisme est, d'après M. Maxwell, $M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}$, et, d'après M. Clausius, $M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{5}{2}}T^{-2}$; pour expliquer cette différence l'auteur remarque que les expressions des lois élémentaires qui servent de points de départ pour déterminer les dimensions contiennent chacune une constante indéterminée que l'on n'a pas le droit de prendre égale à l'unité, si l'on veut avoir un système de mesures commun. Ces coefficients ont au contraire des dimensions déterminées par certaines relations entre eux. L'auteur fait

voir qu'en raisonnant à la manière de Maxwell et de Clausius, on peut trouver encore deux systèmes de mesures : dans la première la quantité de magnétisme et la quantité d'électricité ont les mêmes dimensions, à savoir : $M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}T^{-1}$; quant à la deuxième, elle coïncide avec le système électromagnétique. Ensuite, l'auteur applique sa méthode à d'autres constantes de la Physique, et détermine les constantes suivantes :

Équivalent électrochimique	$M^{\frac{1}{2}}\ L^{-\frac{1}{2}}$,
Capacité thermique.....	$M^{-\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}$,
Température.....	$M^{\frac{1}{2}}\ L^{\frac{3}{2}}\ T^{-2}$,
Entropie.....	$M^{\frac{1}{2}}\ L^{\frac{1}{2}}$,
Coefficient de conductibilité thermique...	$M^{\frac{1}{2}}\ L^{-\frac{1}{2}}T^{-1}$.

E. ROGOWSKY. — Sur la structure de l'atmosphère terrestre, p. 25-49, 185-213.

L'auteur s'est proposé le problème suivant : trouver la distribution dans l'espace d'un gaz homogène soumis à l'attraction de la Terre, en admettant, d'après la théorie moderne des gaz, que la répartition des vitesses des particules n'est pas changée par leur collision mutuelle. Les conditions du problème sont loin de la réalité : la température est supposée constante, la radiation du Soleil et de la Terre n'est pas prise en considération, etc. Malgré cela, les résultats du calcul, comparés aux observations barométriques de M. Bauernfeind sur la montagne Mising, en Bavière, donnent une concordance de 0,4 pour 100. En cherchant une approximation plus grande, l'auteur trouve qu'il faudrait supposer qu'il y a un excès de vitesse dans la direction verticale, d'où découlerait la nécessité d'admettre que la pression de l'atmosphère n'est pas la même dans tous les sens. La loi de Pascal n'étant qu'une loi empirique qui n'a jamais été le but d'expériences précises, l'auteur pense qu'il serait intéressant de soumettre sa supposition à une vérification directe.

E. ROGOWSKY. — Sur l'atmosphère des planètes et la température de l'espace interplanétaire, p. 524-532.

Dans ce Mémoire, l'auteur trouve, à l'aide de la théorie des gaz et de diverses hypothèses plus ou moins gratuites, que la vapeur

d'eau, l'azote et l'oxygène peuvent exister sur les grandes planètes, mais sont absents de la surface des astéroïdes.

J. BORGMAN. — Sur le changement de la durée des courants d'induction d'une bobine, produit par son shuntage à l'aide d'une deuxième bobine semblable, p. 152-168.

Notre célèbre physiologiste, M. le Professeur Zetschenoff, a proposé la méthode suivante (1) pour rendre égale la durée des extracourants de fermeture et de rupture : le circuit de la pile contient une boîte à résistance et les bobines inductrices de deux appareils inducteurs identiques, réunies en quantité. La rupture du courant est produite dans la partie commune du circuit. L'action physiologique des courants d'induction de chaque bobine sur le nerf d'une grenouille est de même intensité à la rupture, aussi bien qu'à la fermeture du courant inducteur.

Pour vérifier ce résultat par une méthode plus précise, M. Borgman a introduit dans le circuit secondaire un galvanomètre et un électrodynamomètre. On sait que l'augmentation de la durée de l'écoulement d'une même quantité d'électricité ne change pas l'indication du galvanomètre, mais diminue celle de l'électrodynamomètre.

L'auteur a constaté de cette manière que, par la méthode de M. Zetschenoff, on augmente la durée du courant de rupture plus que celle du courant de fermeture, de sorte que la différence d'intensité des deux courants est diminuée sans toutefois être réduite à zéro. Si l'on introduit une résistance dans le circuit de la pile, la différence devient moindre.

L'étude d'une méthode semblable à celle de M. Zetschenoff, publiée par M. Pellerin (2), a donné le même résultat.

P. BAKMETIEFF. — Sur les phénomènes thermiques causés par le magnétisme, p. 81-131, 257-263.

Le premier Mémoire de l'auteur est consacré à l'étude de la cha-

---

(1) Voir Pflüger's, *Archiv f. Physiologie*, t. XXXI, p. 415.

(2) *Procès-Verbal de la séance de la Société française de Physique* du 6 avril 1883.

leur produite par l'aimantation alternative d'un fil de fer droit, et le deuxième traite la même question par rapport à un aimant annulaire. Dans les deux cas la chaleur a été mesurée à l'aide d'un couple thermo-électrique, de sorte que l'auteur a pu constater l'élévation plus grande de la température dans les parties moyennes des aimants droits et l'égalité de l'échauffement de toutes les parties de l'aimant annulaire. La proportionnalité de l'échauffement au carré du magnétisme temporaire n'a pas trouvé de confirmation ; au contraire, l'auteur avance une autre loi : l'élévation de température du fer par son aimantation intermittente est proportionnelle au produit de la force magnétisante et du moment magnétique. La plus grande élévation de la température observée correspond à une force magnétisante plus que suffisante pour produire l'aimantation à saturation. De là, l'auteur conclut que c'est l'accélération dans le mouvement des aimants moléculaires pendant l'aimantation qui joue le rôle principal dans la production de la chaleur. Dans quelques séries d'observations, le barreau a été soumis à une traction ou à une compression longitudinale. Pour le fer écroui, la traction fait croître le moment magnétique temporaire, ainsi que le moment résiduel ; la compression produit l'effet contraire. Le même effet est produit par la compression sur le fer recuit, mais la traction commence par faire croître les moments magnétiques, qui décroissent de nouveau quand la traction devient plus intense.

Quant à l'aimant annulaire, l'élévation de température était pour lui beaucoup plus faible que pour les aimants droits et suivait une autre loi : elle était sensiblement proportionnelle au carré de la force magnétisante.

W. LERMANTOFF. — Le Schichtmeister Polsunoff et la machine à vapeur qu'il a construite à Barnaoul (Sibérie) en 1763, p. 263.

M. N. Woïeikoff a publié, dans le Journal *Roussakaia starina* de 1883 et 1884, des documents intéressants relatifs à une machine à feu du type de Newcomen, construite en Sibérie, au centre de l'industrie métallurgique, et dont un modèle contemporain existe encore au musée des mines à Barnaoul. En avril 1763, le Schichtmeister Polsunoff décrit le projet de sa machine destinée à souffler les feux des fourneaux d'usines. Le projet fut présenté à l'impé-

ratrice Catherine II qui l'approuva. En décembre 1765, la machine était déjà terminée, mais elle ne put être mise en activité qu'en mai 1766, après la mort de Polsunoff. Pendant deux mois de travail on a fondu avec son concours 149360^{kg} de minerais argentifères de Smeinogorodsk, dont on a obtenu 240^{kg} d'argent. Ce que la machine est devenue ensuite est resté inconnu.

La machine de Newcomen était sans aucun doute connue de Polsunoff, mais sa construction propre contient beaucoup de perfectionnements originaux. La machine possède deux cylindres en laiton, polis à l'intérieur comme le verre, de 9 pieds de long et de 2 pouces de diamètre. Au lieu de balancier, il y a une grande roue sur la périphérie de laquelle s'enroulent les deux chaînes des pistons. Une chaîne sans fin transmet le mouvement à une autre roue qui fait marcher les deux soufflets de forge à l'aide de chaînes. La chaudière avait la forme d'un cylindre vertical de 3,5 pieds de diamètre et de 4 pouces de hauteur, fermé par une calotte hémisphérique. Elle était construite en cuivre rouge et munie de robinets de contrôle et d'une soupape de sûreté. « Si, pendant la marche de la machine, de grandes vapeurs se fortifient outre mesure, le ventil s'ouvrira de lui-même ».

En résumé, Polsunoff n'a fait que perfectionner la machine de Newcomen, mais le mérite d'avoir le premier adapté à un but industriel cette machine, qui ne servait de son temps en Europe qu'à l'épuisement des eaux des mines, lui revient de bon droit.

F. PETROUSCHEWSKY. — Photomètre pour les études d'hygiène scolaire, p. 296, 565.

L'auteur a construit son photomètre pour la détermination approximative, mais expéditive, de l'intensité de l'éclairage de la surface du papier posé sur la table d'étude, dans diverses parties d'une salle de classe. L'appareil consiste en une lanterne en fer-blanc contenant l'étalon de la lumière; un court tube horizontal laisse tomber la lumière à travers une glace dépolie sur un morceau de papier bristol contenu dans un cube de fer-blanc et incliné de 45° sur l'axe du tube. Le papier, ainsi éclairé, intercepte la moitié du champ de vision de l'observateur qui applique son œil au diaphragme d'un tube soudé sur la face supérieure du cube; on place

l'appareil de sorte que la surface dont on veut déterminer l'éclairement forme l'autre moitié du champ de vision. Un diaphragme tournant, muni d'une fente spirale, s'élargissant d'un bout à l'autre et placé entre l'étalon et la glace dépolie, permet de faire varier d'une manière continue l'éclairement du papier bristol. Le diaphragme est gradué empiriquement, l'éclairage produit par huit bougies stéariques, brûlant chacune $10^{gr},62$ à l'heure, à 1^{m} de distance, étant admis comme éclairage normal. Le cube contenant le papier bristol peut tourner autour de l'axe du tube amenant la lumière, de sorte qu'on peut observer l'intensité de la lumière émise dans toutes les directions voulues. Pour étalon constant de lumière, l'auteur a choisi une lampe à pétrole à mèche plate; un diaphragme en tôle de fer mince, placé dans la cheminée, tout près de la flamme, en intercepte la majeure partie, de sorte qu'une petite variation de sa grandeur est à peu près sans influence sur la quantité de lumière émise dans la direction du photomètre.

C. JOUK. — Détermination du volume de la diéthylamine et du chlorure d'éthyle à diverses températures, sous pression constante, p. 304.

La formule de M. Avenarius

$$v = a + b \log(T - t)$$

s'applique très bien à ces liquides. D'après les expériences de MM. Kanegisser et Diatschewski, calculées par l'auteur, le volume de la diéthylamine s'exprime par

$$v_1 = 240,73 - 59,74 \log(232^{\circ},8 - t),$$

et celui du chlorure d'éthyle par

$$v_2 = 241,31 - 62,02 \log(183^{\circ},9 - t).$$

Pour $t = 0$, le volume est pris égal à 100 unités de volume.

M. GOLDHAMMER. — Sur la décharge électrique dans les gaz, p. 325-374.

L'objet principal des recherches de l'auteur était de déterminer la température du gaz dans un tube de Geissler traversé par la décharge d'une bobine de Ruhmkorff. Pour calculer la température

moyenne de l'air contenu dans le tube, il a déterminé les variations de pression produites par la décharge, et supposé que les lois de Mariotte et de Gay-Lussac s'appliquent au cas observé. Pour des pressions comprises entre $8^{mm},4$ et $31^{mm},1$ l'échauffement calculé était indépendant de l'élasticité initiale, augmentait avec l'intensité du courant et s'élevait à 65° C. au maximum. Une autre série d'observations, faites à l'aide d'un élément thermo-électrique par la méthode de M. G. Wiedemann, a donné des résultats conformes à ceux de M. E. Wiedemann.

Pendant ses recherches l'auteur a remarqué un cas anormal de phosphorescence du verre de son tube de Geissler, analogue à celle que Crookes a observée pour les plus grandes raréfactions. Le phénomène se manifestait quand la pression de l'air dans le tube baissait de 1^{mm} de mercure à peu près; la stratification ainsi que la lumière aux électrodes disparaissait, et un anneau lumineux apparaissait sur le verre autour du *cathode*. A la pression de $0^{mm},9$ la phosphorescence devenait éclatante, et présentait la lumière vert jaunâtre caractéristique.

P. BAKMETIEFF. — Influence de la compression longitudinale sur l'aimantation du fer, de l'acier et du nickel, p. 377-376, 427-452.

L'auteur a trouvé qu'une compression longitudinale d'un fil de fer ou d'acier de 180^{mm} de longueur et de 1^{mm} à 5^{mm} de diamètre, par des forces de 10^{kg} à 80^{kg}, diminue son magnétisme sans dépasser la limite d'élasticité. Pour une force magnétisante donnée, une compression faible diminue le magnétisme rémanent, en augmentant la pression; on arrive à le rendre nul et puis négatif. A une pression encore plus grande, le fer ne prend plus d'aimantation temporaire sous l'influence d'une force magnétisante faible, mais une force plus intense la fait apparaître. Pour chaque fil de fer, on trouve une pression pour laquelle la fonction magnétique devient constante pour toutes les forces magnétisantes.

La compression d'un fil en nickel produit au contraire un accroissement du magnétisme temporaire et rémanent, tandis que son extension fait croître le magnétisme temporaire, mais diminue le rémanent. L'auteur termine par une explication des phénomènes observés, fondée sur la théorie de la rotation des aimants moléculaires.

N. PILTSCHIKOFF. — Études sur la constitution des grêlons tombés à Kharkof le 23 juillet 1884, p. 377-387.

Les grêlons étudiés par l'auteur avaient la dimension d'une grande noisette. Après en avoir clivé un grand nombre, il a constaté qu'une couche de glace tendre, d'à peu près 1^{mm}, les recouvrait tous. Sous cette première enveloppe, un des types contenait une couche épaisse de 3^{mm} de glace opaque, recouvrant un noyau transparent rempli de bulles fusiformes disposées radialement autour d'un granule central de glace opaque. Un autre type contenait les mêmes parties dans un ordre inverse, le granule central était transparent, ensuite venait la glace opaque et la couche transparente était à l'intérieur. D'autres types contenaient plusieurs couches alternatives de glace transparente et opaque.

Pour s'assurer si les grêlons contiennent du gaz ou non, l'auteur a observé à la longue leur fusion dans l'eau; les couches opaques ont dégagé une masse de bulles qui sortaient de leurs cavités avec force, de manière à décrire une trajectoire oblique si le dégagement a eu lieu à la surface latérale ou inférieure du grêlon. Les particules de glace montraient une grande tendance à se souder à d'autres par contact.

L'auteur insiste ensuite sur la nécessité d'étudier plus profondément la constitution des grêlons pour trouver les bases solides d'une théorie de la grêle et propose, pour faciliter ces études, un appareil réfrigérant destiné à la conservation des grêlons.

F. PETROUSCHEWSKY. — Sur les formes des amas d'un corps pulvérulent et la loi qui les détermine, p. 410-423, 458-475.

Le sable qu'on laisse tomber d'un entonnoir sur des plaques à contour géométriquement déterminé produit des amas-limites dont la forme a été l'objet des études expérimentales et théoriques de l'auteur. La mobilité des grains de sable employés était suffisante pour que, la surface limite une fois formée, toutes les particules superflues tombassent d'elles-mêmes, de sorte que le poids de l'amas formé à plusieurs reprises sur une base donnée a été trouvé constant à 1 pour 100 près. L'angle de plus grande pente de la surface libre avec l'horizon était constant pour chaque poudre et variait de 39°24′ à 40°33′ pour les diverses poudres mises en

expérience. L'auteur a pu constater la loi suivante : la surface latérale de l'amas est égale à la projection horizontale de sa base, divisée par le cosinus de l'angle de la plus grande pente naturelle. Dans tous les cas, cette surface est développable ou formée de parties planes. Le principe de la constance de l'angle de plus grande pente permet toujours de prévoir d'avance la forme de l'amas limite dont la base est donnée.

N. HESEHUS. — Ampèremètre fondé sur le phénomène de Peltier, p. 452-457.

Une pile thermo-électrique de 12 éléments fer-maillechort en forme de fils de $2^{mm},3$ de diamètre est disposée de sorte que les soudures sont enfermées alternativement dans un des réservoirs de deux thermomètres à air, réunis par un manomètre différentiel. Un courant passant par la pile échauffe les soudures paires et refroidit les impaires ou *vice versa;* le manomètre différentiel indique un dénivellement proportionnel à l'intensité du courant, en éliminant l'échauffement des conducteurs. Une division du manomètre de l'appareil correspond à $0^{amp},66$.

F. SCHWEDOFF. — Sur l'échauffement des météorites pendant leur chute sur la surface de la Terre, p. 555-565.

Une des objections les plus sérieuses contre la théorie cosmique de la grêle, proposée par l'auteur, a été faite par Sir W. Thomson. Ce savant affirme qu'en passant par l'atmosphère le grêlon cosmique doit produire 13000 fois plus de chaleur qu'il n'est nécessaire pour élever de 1° la température d'une masse d'eau égale. Cette chaleur est plus que suffisante pour le fondre et même le réduire en vapeur. L'auteur remarque que la météorite rencontrant l'air dans son passage le refoule et le comprime; c'est donc l'air qui est le siège du dégagement de chaleur. Une partie insignifiante en est communiquée à la masse de la météorite, et en produit la fusion superficielle; le reste de la chaleur se diffuse dans l'atmosphère. D'ailleurs M. Daubrée a constaté, d'après un grand nombre d'observations sur les météorites, qu'ils n'ont pas été échauffés dans toute leur masse à des températures élevées. W. LERMANTOFF.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Wiedemann's Annalen.

Tome XXVI, n° 10, 1885.

F. Kohlrausch. — *Conductibilité de quelques électrolytes, en solution très étendue*, p. 161.

E. Pfeiffer. — *Conductibilité électrique des mélanges d'alcool et d'éther éthyliques*, p. 226.

G.-C. Foster. — *Modification de la méthode du pont de Wheatstone et méthode pour la mesure des petites résistances*, p. 239.

A. Oberbeck. — *Phénomène analogue à celui de la résonance dans les oscillations électriques*, p. 245.

K. Angström. — *Diffusion de la chaleur rayonnante par les surfaces planes*, p. 253.

A. Schleiermacher. — *Relation du rayonnement calorifique et de la température et loi de Stefan*, p. 287.

M. Thiesen. — *Lois de la résistance de l'air déduites de recherches avec l'appareil de rotation de Schellbach*, p. 309.

E. Dorn. — *Démonstration expérimental de la production des deux électricités en quantités égales dans les phénomènes pyro-électriques*, p. 328.

E. Dorn. — *Quelques expériences de cours*, p. 331.

P. Brühl. — *Éclairs ramifiés*, p. 334.

Fr. Rüdorf. — *Expérience de cours*, p. 335.

E. Wiechert. — *Conductibilité de la serpentine*, p. 336.

ERRATA.

Page 164. Dans les quatre valeurs de x, les nombres inscrits après $\pm$ représentent les écarts moyens, et non les erreurs probables qui sont :

$\pm$ 0,0012 (Mascart),
$\pm$ 0,0007 (Rüdberg),
$\pm$ 0,0013 (Sarazin),
$\pm$ 0,0004 (van der Willigen).

Page 162, ligne 14, *lisez* largeur *au lieu de* longueur.
Page 163, ligne 10, *lisez* $0^{mm},85$ *au lieu de* $0^{mm},085$.
Page 164, ligne 2, *lisez* $1024\lambda_D$ *au lieu de* $1,024\lambda_D$.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

J.-R. Benoit. — Construction d'étalons prototypes de l'ohm légal..... 5
H. Pellat. — Sur la cause de l'électrisation des nuages orageux..... 18
E. Bouty. — Sur les chaleurs latentes de vaporisation..... 26
E. Bouty. — Sur la chaleur spécifique des vapeurs saturées..... 28
Em. Paquet. — Détermination du rapport $\frac{C}{c}$ des deux chaleurs spécifiques des gaz..... 30
J. Macé de Lépinay. — Méthode pour mesurer le diamètre intérieur d'un tube barométrique..... 35
G. Quincke. — Mesure des forces magnétiques au moyen de pressions hydrostatiques; par M. *A. Leduc*..... 40
W. von Beetz. — Sur les éléments normaux pour des mesures de forces électromotrices; par M. *Krouchkoll*..... 43
Knut Angström. — Un nouveau géothermomètre; par M. *E. Bouty*..... 46
S.-P. Thompson. — Ombres électriques; par M. *C. Daguenet*..... 47
P. Smith. — Ombres électriques; par M. *C. Daguenet*..... 47
S.-P. Thompson. — Un support isolant à bon marché; par M. *C. Daguenet*. 48
Hughes. — Nouvelle balance magnétique; par M. *C. Daguenet*..... 48
Edelmann. — Électromètre; par M. *C. Daguenet*..... 48
Th. et A. Gray. — Nouveau galvanomètre à réflexion très sensible. Nouvelle forme du galvanomètre astatique; par M. *C. Daguenet*..... 48
Gore. — Pile thermo-électrique pour la mesure des petites forces électromotrices; par M. *C. Daguenet*..... 49
Shelford Bidwell. — Renversement du phénomène de Hall; par M. *C. Daguenet*..... 49
J. Ericsson. — Moteur solaire et température du Soleil; par M. *C. Daguenet*..... 49
J. Tyndall. — Un nouveau point de ressemblance entre l'acide carbonique et le sulfure de carbone; par M. *C. Daguenet*..... 50
Piazzi Smyth. — Cyanogène dans une petite étincelle d'induction dans l'air libre; par M. *C. Daguenet*..... 50
Ph. Sleemann. — Nouveau prisme polarisateur de Feussner; par M. *C. Daguenet*..... 50
Liveing et Dewar. — Étude spectroscopique des explosions gazeuses; par M. *C. Daguenet*..... 51
Liveing et Dewar. — Renversement des raies de l'hydrogène; par M. *C. Daguenet*..... 51
A. Cornu. — Observations relatives à la couronne visible actuellement autour du Soleil..... 53
Mallard et Le Chatelier. — Recherches sur la combustion des mélanges gazeux explosifs..... 59

Pages.
ESTIENNE. — Nouveau système télégraphique 85
P. PARIZE. — Expérience d'hydrodynamique 87
C.-V. BOYS. — Sur un phénomène électromagnétique; par M. *A. Leduc* 88
O. LUMMER. — Sur un nouveau phénomène d'interférence produit par des lames de verre à faces parallèles, et sur une méthode pour vérifier le parallélisme des faces de ces lames; par M. *J. Macé de Lépinay* 90
W. RAMSAY et SYDNEY YOUNG. — Influence de l'état solide ou liquide d'un corps sur la pression de la vapeur; par M. *E. Bouty* 91
W.-E. AYRTON et JOHN PERRY. — Interrupteur sans étincelles; par M. *A. Leduc* 92
C.-F. BRACKETT. — Nouvelle disposition pour mesurer le travail; par M. *A. Angot* 92
HENRY H. HAZEN. — Les crépuscules colorés; par M. *A. Angot* 92
JOHN LECONTE. — Sur les mouvements horizontaux de petits corps flottants et la validité du postulatum de la théorie de la capillarité; par M. *A. Angot* 93
ALFRED-G. COMPTON. — Méthode pour enregistrer les vibrations libres d'un diapason et les battements; par M. *A. Angot* 93
FRANCIS E. NIPHER. — Expression de la résistance électrique en fonction d'une vitesse; par M. *A. Angot* 94
ELIAS LOOMIS. — Contribution à la Météorologie. Réduction des observations barométriques au niveau de la mer; par M. *A. Angot* 94
ARTHUR E. BOSTWICK. — Influence de la lumière sur la résistance électrique des métaux; par M. *A. Angot* 95
S.-P. LANGLEY. — Sur l'absorption atmosphérique; par M. *A. Angot* 95
G.-E. KEELER. — Sur l'absorption de la chaleur rayonnante par le gaz acide carbonique; par M. *A. Angot* 97
EDWARD L. NICHOLS. — Durée des impressions lumineuses sur la rétine; par M. *A. Angot* 98
H.-S. CARHART. — Relation entre la force électromotrice d'un élément Daniell et la concentration de la dissolution du sulfate de zinc; par M. *A. Angot*. 98
MASCART. — Sur l'emploi de la méthode d'amortissement pour déterminer la valeur de l'ohm 101
L. BLEEKRODE. — Recherches expérimentales sur la réfraction des gaz liquéfiés 109
L. CAILLETET. — Nouvel appareil pour la préparation de l'acide carbonique solide 122
VASCHY. — Note sur la théorie des appareils téléphoniques 124
G. MESLIN. — Sur la définition des gaz parfaits et les propriétés qui en résultent 132
R.-T. GLAZEBROOK. — Mesure de la capacité électrique des condensateurs; par M. *A. Leduc* 137
C.-R. ALDER WRIGHT et C. THOMPSON. — Variation de la force électromotrice des piles à deux liquides; par M. *A. Leduc* 139
W. HANKEL. — Sur l'électricité développée dans certains dégagements gazeux; par M. *Krouchkoll* 140
P. KRAMER. — Descartes et la loi de réfraction de la lumière 144
A. GENOCCHI. — Sur quelques écrits touchant les déviations du pendule et l'expérience de Foucault 147
GOUY. — Sur les effets simultanés du pouvoir rotatoire et de la double réfraction 149

Pages
J. Macé de Lépinay. — Étude de la dispersion de double réfraction du quartz. 159
Hurion. — Sur les effets thermiques des étincelles électriques..... 167
Hurion. — Sur la variation de résistance électrique du bismuth placé dans un champ magnétique..... 171
Amagat. — Sur la détermination du rapport $\frac{C}{c}$ 174
Von Klobukow. — Nouvelle méthode pour déterminer la densité de vapeur des corps bouillant à une température peu élevée; par M. *E. Bouty*..... 177
Von Klobukow. — Nouvelle méthode pour déterminer la densité de vapeur des corps bouillant à des températures élevées; par M. *E. Bouty*..... 179
W.-C. Röntgen. — Absorption de la chaleur par la vapeur d'eau; par M. *B.-D. Damien*..... 181
B. Tollens. — Polarisation circulaire du sucre de canne; par M. *B.-C. Damien*..... 181
A. Waasmuth. — De la chaleur dégagée pendant l'aimantation; par M. *E. Gripon*..... 182
E. Goldstein. — Influence d'une surface conductrice placée dans la seconde zone lumineuse négative d'un tube de Geissler. Propagation de l'Électricité dans le vide; par M. *E. Gripon*..... 182
J. Klemencic. — Recherches sur les rapports qui existent entre les systèmes de mesures électrostatiques et électrodynamiques; par M. *E. Gripon*..... 183
Olszewski. — Mesure de la densité et du coefficient de dilatation de l'oxygène liquide; par M. *E. Gripon*..... 184
E. Mach. — Photographie instantanée; par M. *E. Gripon*..... 184
Oppolzer. — Mesure de l'intensité de la pesanteur; par M. *E. Gripon*..... 184
E. Fleisch. — Sur la déformation de la surface de l'onde lumineuse dans un champ magnétique; par M. *E. Gripon*..... 185
J.-M. Eder. — Action du spectre solaire sur les sels haloïdes d'argent, accroissement de leur sensibilité dans certaines parties du spectre par l'adjonction de matières colorantes et autres; par M. *E. Gripon*..... 185
Ibraileau. — Influence de la pression sur l'aimantation des barreaux de fer ou d'acier; par M. *E. Gripon*..... 186
G. Foussereau. — Recherches sur la résistance électrique des substances isolantes..... 189
A. Potier. — Sur la théorie du contact..... 220
Duhem. — Sur le renversement des raies du spectre..... 221
Meslin. — Sur les dimensions de la force électromotrice et du potentiel. Application à la définition de la capacité..... 225
G. Guglielmo. — Sur la force électromotrice et sur la résistance de l'étincelle électrique; par M. *E. Bouty*..... 226
H. Laspeyres. — Recherches stauroscopiques; par M. *H. Dufet*..... 230
K. Mack. — Sur les propriétés pyro-électriques de la boracite; par M. *H. Dufet*..... 231
B. von Kolenko. — Relations entre la pyro-électricité du quartz et son système cristallographique; par M. *H. Dufet*..... 232
L.-Th. Reicher. — La température de modification allotropique du soufre, et sa dépendance de la pression; par M. *H. Dufet*..... 233
W. Klein. — Contribution à la connaissance des changements optiques dans les cristaux sous l'influence de la chaleur; par M. *H. Dufet*..... 235
W.-C. Brogger et G. Flink. — Sur les cristaux du glucinium et du vanadium; par M. *H. Dufet*..... 235

Pages.

A. Schrauf. — Sur le trimorphisme et les coefficients de dilatation de l'oxyde de titane; par M. *H. Dufet* 236
E. Kalkowsky. — Sur les phénomènes de polarisation d'une plaque cristalline biaxe, perpendiculaire à un axe optique; par M. *H. Dufet* 237
J. Larmor. — Induction électromagnétique dans les surfaces et les solides conducteurs; par M. *B. Élie* 237
Tyndall. — Sur les arcs-en-ciel; par M. *B. Élie* 238
Von Helmholtz. — Détermination des moments magnétiques par la balance; par M. *B. Élie* 238
J. Croll. — Sur la théorie physique des changements séculaires des climats; par M. *B. Élie* 238
P. Chattock. — Méthode pour déterminer expérimentalement la constante d'un électrodynamomètre; par M. *B. Élie* 239
J. Nicol. — Équilibre des dissolutions salines; par M. *B. Élie* 239
E. Mills. — Points d'ébullition et de fusion dans les séries chimiques; par M. *B. Élie* 239
Rayleigh. — Expériences d'acoustique; par M. *B. Élie* 240
O.-J. Lodge et W. Clark. — Phénomènes que présentent les corps vivement éclairés dans une atmosphère remplie de poussières; par M. *B. Élie* 240
C. Kamensky. — Conductibilité électrique et propriétés diverses des alliages cuivre-antimoine; par M. *B. Élie* 240
A. Kundt. — Méthode simple pour mettre en évidence les propriétés thermo- et piézo-électriques d'un cristal; par M. *B. Élie* 240
B. Hasselberg. — Sur le second spectre de l'hydrogène; par M. *B. Élie* 241
J. Hood. — Absorption chimique et interdiffusion des gaz; par M. *B. Élie* 241
Rowland. — Propagation d'un ébranlement électromagnétique arbitraire en ondes sphériques lumineuses et théorie dynamique de la diffraction; par M. *B. Élie* 241
Bosanquet. — Détermination de la composante horizontale du magnétisme terrestre à Oxford; par M. *B. Élie* 242
Dobbie et Hutcheson. — Méthode facile et rapide pour déterminer le poids spécifique d'un solide; par M. *B. Élie* 242
F. Guthrie. — Sur l'eutexie; par M. *B. Élie* 243
Edlund. — Valeur de l'induction unipolaire terrestre; par M. *B. Élie* 243
Bosanquet. — Sur les électro-aimants; par M. *B. Élie* 244
H. Wild. — Observations des courants telluriques dans les lignes de 1km; leurs relations avec les variations magnétiques; par M. *B. Élie* 244
J. Jamin. — Sur le rayonnement 245
A. Cornu. — Sur la forme de la surface de l'onde lumineuse dans un milieu isotrope placé dans un champ magnétique uniforme: existence probable d'une double réfraction particulière dans une direction normale aux lignes de force 247
H. Pellat. — Force électromotrice de combustion. — Étude des moyens employés pour prendre le potentiel de l'air 254
J. Macé de Lepinay. — Application des spectres cannelés de Fizeau et Foucault 261
Parinaud et J. Duboscq. — Appareil destiné à l'étude des intensités lumineuses et chromatiques des couleurs spectrales et de leurs mélanges 271
E. Edlund. — Quelques observations sur la manière dont l'électricité se comporte dans l'air raréfié; par M. *Krouchkoll* 273
S. Bidwell. — Relation entre le coefficient de l'effet Thomson et certaines

Pages.
autres propriétés des métaux; p r M. *Krouchkoll*..... 279
A. Battelli. — Sur les propriétés thermo-électriques des alliages; par M. *E. Bouty*..... 280
A. Battelli. — Propagation de la lumière dans un système catadioptrique; par M. *E. Bouty*..... 283
J. Blaikley. — Vitesse du son dans l'air; par M. *B. Leduc*..... 284
J.-A. Groshans. — Sur le poids spécifique de certains corps à l'état solide et de leurs solutions aqueuses; par M. *A. Leduc*..... 285
T. Andrews. — Recherche sur la force électromotrice produite par la diffusion dans les courants des marées; par M. *Krouchkoll*..... 286
S. Pagliani et G. Vicentini. — Sur la compressibilité des liquides et de l'eau en particulier; par M. *E. Bouty*..... 289
Addition à une Note de M. *Meslin*..... 289
L. Cailletet. — Nouveau procédé pour obtenir la liquéfaction de l'oxygène..... 293
Cailletet et Bouty. — Sur la conductibilité électrique du mercure et des métaux purs aux basses températures..... 297
Mallard et Le Chatelier. — Sur le dimorphisme de l'iodure d'argent..... 305
A. Witz. — Du régime de détonation des mélanges tonnants..... 311
L. Cazes. — De l'obtention par la photographie des épreuves photographiques à perspective exacte..... 314
S. Wroblewski. — Emploi de l'oxygène, de l'azote, de l'oxyde de carbone et de l'air atmosphérique bouillants comme réfrigérants; par M. *A. Potier*.. 316
L. Dewar. — Sur la liquéfaction de l'oxygène et le point critique des fluides; par M. *E. Bouty*..... 321
A. König. — Sur les systèmes de couleurs dichromatiques; par M. *J. Macé de Lépinay*..... 322
A. König et C. Dieterici. — Sur la sensibilité de l'œil normal pour les différences de longueurs d'onde de la lumière; par M. *J. Macé de Lépinay*... 323
A. Wullner. — Extension de la théorie de la dispersion aux radiations infrarouges; par M. *J. Macé de Lépinay*..... 324
H. Hertz. — Sur les dimensions du pôle magnétique dans les différents systèmes d'unités; par M. *M. Krouchkoll*..... 325
A.-E. Nordenskiöld. — Sur les aurores boréales; par M. *B.-C. Damien*..... 329
A. Guyard. — Recherches sur l'iodure d'azote; par M. *B.-C. Damien*..... 330
D. Mendeleef. — Sur la dilatation des liquides; par M. *B.-C. Damien*..... 330
A. Bertin. — Photographies des franges des lames cristallisées; par M. *B.-C. Damien*..... 333
W. Crookes. — Études spectroscopiques sur la matière radiante. Nouvelle méthode d'analyse spectrale; par M. *B.-C. Damien*..... 333
Berthelot. — Remarques sur le principe du travail maximum; par M. *B.-C. Damien*..... 335
G. Frölich. — Mesure de la chaleur solaire; par M. *B.-C. Damien*..... 336
T. Martini. — Sur les figures d'écoulement des liquides..... 339
Mascart. — Sur la théorie de la machine de Gramme..... 341
D. Gernez. — Sur le phénomène de la surfusion cristalline du soufre et sur la vitesse de transformation du soufre prismatique ou octaédrique..... 349
L. Laurent. — Appareils pour contrôler les surfaces courbes sphériques ou cylindriques; objectifs, lentilles convergentes et divergentes, miroirs concaves et convexes, sphères..... 361

Pages.
F. de Romilly. — Appareil à faire le vide 366
J.-W. Giltay. — Polarisation des récepteurs téléphoniques; par M. *Krouchkoll* 369
S. Pagliani et L. Palazzo. — Sur la compressibilité des mélanges d'alcool éthylique et d'eau; par M. *E. Bouty* 371
J.-H. Koosen. — Sur l'action dépolarisante du brome dans les piles; par M. *Damien* 373
J.-T. Bottomley. — Influence des dimensions du corps qui se refroidit sur la perte de chaleur par radiation et par convection 373
W.-J. Millar. — Phénomènes relatifs au fer et à d'autres métaux à l'état solide et fondus, et notes d'expériences 377
Sir W. Thomson. — Modèle gyrostatique de compas magnétique 378
A. Terquem. — La Science romaine à l'époque d'Auguste, d'après Vitruve. (Extraits.) 384
H. Dufet. — Recherches expérimentales sur la variation des indices de réfraction sous l'influence de la température 389
Bouty et Foussereau. — Sur l'emploi des courants alternatifs pour la mesure des résistances liquides 419
Bourbouze. — Nouveaux modèles d'hygromètres 425
W. Siemens. — Contribution à la théorie du magnétisme; par M. *Krouchkoll.* 426
Henri Becquerel. — Mesure du pouvoir rotatoire magnétique des corps en unités absolues 437
G. Lippmann. — Sur un dispositif qui permet d'obtenir sans calcul le potentiel magnétique dû à un système de bobines 448
G. Foussereau. — Sur la résistance électrique de l'alcool 450
Terquem et Damien. — Sur les décharges disruptives à travers les corps solides et liquides 457
A. Angot. — A propos du Mémoire de M. Frölich, sur la mesure de la chaleur solaire 459
Lord Rayleigh et Mme Sidgwick. — Note préliminaire sur la constante de la rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière dans le sulfure de carbone; par M. *Krouchkoll* 464
L. Arons. — Mesure de la constante de Verdet en valeur absolue; par M. *J. Macé de Lépinay* 465
A.-M. Worthington. — Détermination de la tension superficielle au moyen des gouttes d'eau liquides suspendues; par M. *A. Leduc* 466
A.-M. Worthington. — Multiplicateur capillaire; par M. *A. Leduc* 467
K. Exner. — Remarque sur la vitesse de la lumière dans le quartz; par M. *J. Macé de Lépinay* 468
Reinold et Rucker. — Effet d'un courant électrique sur la marche de l'amincissement d'une lame liquide; par M. *Damien* 469
L. Pinto. — Partage de l'électricité entre des conducteurs sphériques; différence entre la tension et le potentiel; considérations sur l'électromètre de Palmieri; par M. *E. Bouty* 469
L. Pinto. — Sur la tension et sur le potentiel électrique; par M. *E. Bouty* ... 470
W. H. Perkin. — Rotation magnétique des composés comparés à celle de leurs éléments 471
W. Ramsay. — Sur les volumes moléculaires 471
H.-B. Dixon. — Sur la vitesse des explosions dans les gaz 472
Carnelley. — Lois de périodicité dans les propriétés des composés inorganiques; par M. *B. Elie* 473

Pages.
Ed. Mills. — « Numerics » des corps simples; par M. *B. Elie* ... 473
Fr. Troutox. — Chaleur latente moléculaire; par M. *B. Elie* ... 474
Turpin et Warrington. — Viscosité apparente de la glace; par M. *B. Elie* ... 474
D'Auria. — Ellipticité planétaire; par M. *B. Elie* ... 474
Miers. — Hémiédrie de la cuprite; par M. *B. Elie* ... 474
J.-J. Thomson. — Combinaisons chimiques des gaz; par M. *B. Elie* ... 474
Loudon. — Méthodes géométriques pour la réfraction à travers les surfaces sphériques; par M. *B. Elie* ... 475
H. Dufet. — Sur la loi de Gladstone et la variation de l'indice moléculaire. 477
J.-L. Soret. — Sur le diapason ... 506
W. Weber. — Construction du pendule réversible de Bohnenberger; par M. *E. Bouty* ... 510
A. Blumcke. — Mesure du poids spécifique de liquides qui ne peuvent exister que sous pression, par M. *E. Bouty* ... 511
P. Hoffmann. — Sur l'écoulement de l'air à travers des tubes de longueur quelconque; par M. *E. Bouty* ... 512
O. Schumann. — Coefficient de frottement des gaz et des vapeurs, sa variation avec la température; par M. *E. Bouty* ... 512
A. Winkelmann. — Sur la diffusion des gaz et des vapeurs; par M. *E. Bouty*. 514
A. Winkelmann. — Sur la diffusion des éthers homologues dans l'air, etc.; par M. *E. Bouty* ... 517
G. Hansemann. — Sur la diffusion des gaz à travers une paroi poreuse; par M. *E. Bouty* ... 518
G. Kirchhoff. — Sur la théorie de la diffusion des gaz à travers une paroi poreuse; par M. *E. Bouty* ... 518
W.-C. Röntgen. — Influence de la pression sur la viscosité des liquides et de l'eau en particulier; par M. *E. Bouty* ... 519
E. Warburg et J. Sachs. — Influence de la densité sur la viscosité des liquides; par M. *E. Bouty* ... 519
O. Rother. — Mesures de constantes capillaires de dissolutions salines et de leurs mélanges; par M. *E. Bouty* ... 520
M.-C. Bender. — Étude sur les dissolutions salines; par M. *E. Bouty* ... 520
W. Muller-Erzbach. — Nouvelle méthode pour mesurer la force élastique de la vapeur d'eau dans les sels hydratés; par M. *E. Bouty* ... 521
A.-W. Welten. — Chaleur spécifique de l'eau; par M. *E. Bouty* ... 521
F. Stenger. — Sur la conductibilité calorifique de la tourmaline; par M. *E. Bouty* ... 522
L. Boltzmann. — Sur la quantité de travail qui peut être fournie par les combinaisons chimiques; par M. *E. Bouty* ... 523
L. Boltzmann. — Relation entre le rayonnement calorifique et le second principe de la Thermodynamique, découverte par M. Bartoli; par M. *E. Bouty*. 525
L. Boltzmann. — La loi de Stefan relative à la variation du rayonnement avec la température peut se déduire de la théorie électrodynamique de la lumière; par M. *E. Bouty* ... 526
H. Schneebeli. — Recherches sur la chaleur rayonnante; par M. *E. Bouty* .. 527
C. Christiansen. — Sur l'émission de la chaleur par les surfaces qui ne sont pas planes; par M. *E. Bouty* ... 528
W.-C. Röntgen. — Nouvelles recherches sur l'absorption de la chaleur par la vapeur d'eau; par M. *E. Bouty* ... 529
K. Wesendonck. — Diathermancie des solutions d'esculine; par M. *E. Bouty*. 533
W. Siemens. — Disposition destinée à reproduire l'unité de lumière adoptée

Pages.

par la Conférence parisienne pour l'évaluation des unités électriques; par M. *E. Bouty* 533

C. Christiansen. — Recherches sur les propriétés optiques des corps finement divisés; par M. *E. Bouty* 533

G. Sieben. — Variation des indices de réfraction des milieux à dispersion anomale avec la concentration de la solution et la température; par M. *E. Bouty* 534

R. Wesendonck. — Spectres du fluorure de silicium et du silicium d'hydrogène; par M. *E. Bouty* 534

E. Lommel. — Fluorescence du spath d'Islande; par M. *E. Bouty* 535

Index bibliographique, annexé au Mémoire de M. Dufet 535

E. Mercadier. — Sur les lois des vibrations dans les lames élastiques; lames circulaires 541

V. Neyreneuf. — Sur la détermination de la vitesse du son dans la vapeur d'eau bouillante 550

Blavier. — Influence des orages sur les lignes télégraphiques souterraines... 553

D'Ocagne. — Représentation géométrique de la formule des lentilles 554

A. Bartoli. — Le verre est-il perméable aux gaz? par M. *E. Bouty* 556

A. Bartoli. — Sur la coexistence de formules empiriques diverses et en particulier sur celles qui contiennent la constante capillaire des liquides et la cohésion des solides; par M. *E. Bouty* 556

Felici. — Expérience de cours; par M. *E. Bouty* 557

A. Bartoli. — Appareil de cours pour la démonstration du principe de l'équivalence; par M. *E. Bouty* 558

A. Bartoli. — Sur les relations entre la température critique et la température d'ébullition ordinaire, formulées par MM. Pawleski et Nadejdine; par M. *E. Bouty* 558

A. Bartoli et E. Stracciati. — Sur la formule de Mendeleeff exprimant la dilatation des liquides et la formule de Thorpe et Rücker pour calculer la température critique à l'aide de mesures de la dilatation; par M. *E. Bouty*. 559

A. Bartoli et E. Stracciati. — Températures critiques et volumes moléculaires aux degrés critiques des hydrocarbures C^nH^{2n+2} des pétroles de Pensylvanie; par M. *E. Bouty* 560

Naccari et Guglielmo. — Sur l'échauffement des électrodes produites par l'étincelle d'induction dans l'air très raréfié; par M. *E. Bouty* 561

A. Roiti. — Méthode pour déterminer la capacité d'un condensateur en valeur absolue; par M. *E. Bouty* 561

A. Roiti. — Détermination de la résistance électrique d'un fil en valeur absolue; par M. *E. Bouty* 562

A. Bartoli. — Relation entre la conductibilité électrique et la composition des diverses espèces de charbon; par M. *E. Bouty* 563

A. Bartoli. — Conductibilité électrique des composés du carbone; par M. *E. Bouty* 563

G. Gerosa. — Sur la variation de la résistance électrique d'un fil métallique avec les perturbations que l'on provoque dans les systèmes moléculaires; par M. *E. Bouty* 564

G. Poloni. — Relation entre l'élasticité de quelques fils métalliques et leur conductibilité électrocalorifique; par M. *E. Bouty* 565

C. Cattaneo. — Variations de l'intensité et de la force électromotrice d'un couple à eau de mer; par M. *E. Bouty* 565

E. Fossati. — Propriétés des aimants permanents, en présence de leur con-

Pages.
tact; par M. *E. Bouty* 565
A. Pacinotti. — Sur l'aimantation artificielle de la magnétite; par M. *E. Bouty* 566
W. v. Bezold. — Recherches sur la charge et la conductibilité électriques; par M. *E. Bouty* 566
W. v. Bezold. — Recherches sur la réfraction des lignes de courant et des lignes de force à la surface de séparation de divers milieux; par M. *E. Bouty* 567
R. Kruger. — Variation du courant fourni par une machine à influence de première espèce avec l'humidité; par M. *E. Bouty* 569
H. Lorberg. — Sur l'électrostriction; par M. *E. Bouty* 569
J. Kollert. — Propriétés électriques des flammes; par M. *E. Bouty* 569
O. Lehmann. — Sur les décharges électriques dans les gaz; par M. *E. Bouty*. 570
E. Budde. — Sur la théorie des forces électromotrices thermo-électriques; par M. *E. Bouty* 571
O. Overbeck. — Recherches sur la production de courants thermo-électriques dans un conducteur continu, formé d'une seule substance; par M. *E. Bouty* 572
A. V. Waltenhofen. — Expérience instructive faite au moyen d'une pile thermo-électrique dissymétrique; par M. *E. Bouty* 572
C.-L. Weber. — Conductibilité électrique et propriétés thermo-électriques des amalgames, comparées à la variation de leur structure; par M. *E. Bouty* 573
A. Oberbeck. — Sur les oscillations électriques et, en particulier, sur les phénomènes de polarisation qu'elles produisent; par M. *E. Bouty* 574
E. Cohn. — La loi de Ohm est-elle rigoureusement applicable aux électrolytes? par M. *E. Bouty* 575
E. Pisani. — Sur la polarisation galvanique; par M. *E. Bouty* 576
F. Neesen. — Influence de l'aimantation sur la conductibilité électrique des liquides magnétiques et méthode pour mesurer la conductibilité des électrolytes; par M. *E. Bouty* 576
G. Pfeiffer. — Conductibilité électrique des dissolutions d'acide carbonique; méthode pour mesurer la résistance des liquides sous de hautes pressions; par M. *E. Bouty* 577
O. Böckmann. — Résistance électrique du contact d'un microphone pendant le mouvement; par M. *E. Bouty* 578
S. Czapski. — Variation de la force électromotrice des piles avec la température. Sa relation avec leur énergie libre; par M. *E. Bouty* 578
H. Hertz. — Relations entre les équations fondamentales de l'électrodynamique de Maxwell et celles de l'électrodynamique ordinaire; par M. *E. Bouty* 582
E. Riecke. — La chaînette électrodynamique; par M. *E. Bouty* 583
B. Weinstein. — Calcul du potentiel de bobines; par M. *E. Bouty* 583
J. Stefan. — Sur le calcul des coefficients d'induction de bobines; par M. *E. Bouty* 583
G. Fromme. — Sur les changements d'état moléculaire que le fer éprouve par le recuit et la trempe; par M. *E. Bouty* 583
F. Kohlrausch. — Sur la distance polaire, les coefficients d'induction et de température d'un aimant et sur la mesure des moments d'inertie à l'aide de la suspension bifilaire; par M. *E. Bouty* 584
A. Oberbeck. — Actions magnétiques des oscillations électriques; par M. *E.*

Pages.
Bouty 585
S. Wleugel et S. Henrichsen. — Sur le magnétisme des substances organiques; par M. *E. Bouty* 586
A. Töpler. — Mesure de l'intensité horizontale du magnétisme terrestre à l'aide de la balance; par M. *E. Bouty* 587
M. Avenarius. — Sur la loi générale de la dilatation des liquides (polémique contre M. Mendelejeff). Réponse de M. Mendelejeff; par M. *W. Lermantoff*. 587
A. Israileff. — Appareil acoustique pour la mesure exacte du nombre de vibrations; par M. *W. Lermantoff* 588
Kraiewitsch, Ziloff, Wolkoff, Rosenberg et Piltschikoff. — Notes sur quelques démonstrations nouvelles des conditions du minimum de déviation d'un rayon par le prisme; par M. *W. Lermantoff* 589
N. Slocguinoff. — Contributions à la théorie des dimensions; par M. *W. Lermantoff* 591
E. Rogowsky. — Sur la structure de l'atmosphère terrestre; par M. *W. Lermantoff* 592
E. Rogowsky. — Sur l'atmosphère des planètes et la température de l'espace interplanétaire; par M. *W. Lermantoff* 592
J. Borgmann. — Sur le changement de la durée des courants d'induction d'une bobine, produit par son shuntage à l'aide d'une deuxième bobine semblable; par M. *W. Lermantoff* 593
P. Bakmetieff. — Sur les phénomènes thermiques causés par le magnétisme; par M. *W. Lermantoff* 593
W. Lermantoff. — Le Schichtmeister Polsunoff et la machine à vapeur qu'il a construite à Barnaoul (Sibérie) 594
E. Petrouschewski. — Photomètre pour les études d'hygiène scolaire; par M. *W. Lermantoff* 595
C. Jouk. — Détermination du volume de la diéthylamine et du chlorure d'éthyle à diverses températures sous pression constante; par M. *W. Lermantoff* 596
M. Goldhammer. — Sur la décharge électrique dans les gaz; par M. *W. Lermantoff* 596
P. Bakmetieff. — Influence de la compression longitudinale sur l'aimantation du fer, de l'acier et du nickel; par M. *W. Lermantoff* 597
N. Piltschikoff. — Étude sur la constitution des grêlons tombés à Kharkof, le 23 juillet 1884; par M. *W. Lermantoff* 598
J. Petrouschewski. — Sur les formes des amas d'un corps pulvérulent et la loi qui les détermine; par M. *W. Lermantoff* 598
N. Hesehus. — Ampèremètre fondé sur le phénomène de Peltier; par M. *W. Lermantoff* 599
F. Schwedoff. — Sur l'échauffement des météorites pendant leur chute sur la surface de la Terre; par M. *W. Lermantoff* 599
Errata 600
Table des matières 601
Table par noms d'auteurs des matières contenues dans le IVe volume de la 2e série. 611
Table analytique des matières du IVe volume de la 2e série 616

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LE QUATRIÈME VOLUME

DE LA 2e SÉRIE (1).

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.

AMAGAT. — Sur la détermination du rapport $\frac{C}{c}$, IV, 174.

ANDREWS (T.). — Diffusion dans les marées, IV, 287.

ANGOT (A.). — Chaleur solaire, IV, 459.

ANGSTRÖM (KNUT). — Géothermomètre. IV, 46.

ARONS (L.) — Polarisation rotatoire magnétique, IV, 465.

AVENARIUS. — Dilatation des liquides, IV, 587.

AYRTON (W.-E.) et PERRY (J.). — Interrupteur, IV, 92.

BAKMETIEFF (P.). — Chaleur produite par l'aimantation, IV, 593. — Effet de la compression sur le magnétisme, IV, 597.

BARTOLI (A.). — Imperméabilité, IV, 556. — Capillarité, IV, 556. — Équivalent mécanique de la chaleur, IV, 558. — Température critique, IV, 558. — Conductibilité des charbons, IV, 563.

BARTOLI (A.) et STRACCIATI. — Formule de Mendeleef, IV, 559. — Températures critiques, IV, 560.

BATTELLI (A.). — Alliages, IV, 280. — Système catadioptrique, IV, 283.

BEETZ (W. VON). — Eléments normaux, IV, 43.

BECQUEREL (HENRI). — Pouvoir rotatoire magnétique, IV, 437.

BENDER. — Dissolutions salines, IV, 520.

BENOIT (J.-R.). — Étalons de l'ohm, IV, 5.

BERTHELOT. — Travail maximum, IV, 335.

BERTIN (A.). — Photographie des franges, IV, 333.

BEZOLD (W. v.). — Diélectriques, IV, 566. — Lignes de force, IV, 567.

BIDWELL (SHELFORD). — Renversement du phénomène de Hall, IV, 49. — Effet Thomson, IV, 279.

BLAIKLEY (J.). — Vitesse du son, IV, 284.

BLAVIER. — Lignes souterraines, IV, 553.

BLEEKRODE (L.). — Réfraction des gaz liquéfiés, IV, 109.

BLUMCKE (A.). — Poids spécifiques, IV, 511.

BOCKMANN (O.). — Microphone, IV, 578.

BOLTZMANN (L.). — Thermodynamique, IV, 523, 525, 526.

BORGMANN (J.). — Induction, IV, 593.

BOSANQUET. — Composante horizontale à Oxford, IV, 242. — Électro-aimants, IV, 244.

BOSTWICK (A.-E.). — Résistance électrique, IV, 95.

BOTTOMLEY (J. T.). — Dimensions des corps, IV, 373.

(1) La table des Tomes I, II et III se trouve à la fin du Tome III.

Bourbouze. — Hygromètres, IV, 425.
Bouty (E.). — Chaleurs de vaporisation, IV, 26. — Chaleurs spécifiques des vapeurs saturées, IV, 28.
Bouty et Cailletet. — Conductibilité électrique des métaux, IV, 297.
Bouty et Foussereau. — Méthode des courants alternatifs, IV, 419.
Boys (C. V.). — Phénomène magnéto-électrique, IV, 88.
Brackett (C.-F.). — Mesure du travail IV, 92.
Brogger (W.-C.) et Flink (G.). — Cristaux du glucinium et du vanadium. IV, 235.
Budde (E.). — Forces électromotrices, IV, 571.
Cailletet (L.). — Acide carbonique solide, IV, 122. — Liquéfaction de l'oxygène, IV, 293.
Cailletet et Bouty. — Conductibilité électrique des métaux, IV, 297.
Carhart (H.-S.). — Force électromotrice, IV, 98.
Cattaneo (C.). — Force électromotrice, IV, 565.
Cazes (L.). — Épreuves stéréoscopiques, IV, 314.
Chattock (P.). — Constante d'un électrodynamomètre, IV, 239.
Christiansen (C.). — Émission de la chaleur, IV, 528. — Propriétés optiques des corps divisés, IV, 533.
Clark (W.) et Lodge (O.-J.) — Corps vivement éclairés, IV, 240.
Cohn (L.). — Loi de Ohm, IV, 575.
Compton (A.-G.). — Inscription des vibrations, IV, 93.
Cornu (A,). — Couronne solaire, IV, 53. — Surface de l'onde, IV, 247.
Crookes. — Matière radiante, IV, 333.
Croll (J.). — Climats, IV, 238.
Czapski (S.). — Force électromotrice, IV, 578.
Damien et Terquem. — Décharges disruptives, IV, 457.
D'Auria. — Ellipticité planétaire, IV, 474.
Dewar. — Liquéfaction de l'oxygène, IV, 321.
Dewar et Liveing. — Étude spectroscopique des explosions gazeuses, IV, 51. — Renversement et raies de l'hydrogène, IV, 51.
Dieterici (C.) et König (A.). — Sensibilité de l'œil, IV, 829.
Dixon (H.-B.). — Vitesse des explosions, IV, 472.
Dobbie et Hutchinson. — Poids spécifique, IV, 242.
D'Ocagne. — Formule des lentilles, IV, 554.
Duboscq (J.) et Parinaud. — Intensités lumineuses, IV, 271.
Dufet (H.). — Indices de réfraction, IV, 389. — Loi de Gladstone, IV, 477.
Duhem. — Renversement des raies, IV, 221.
Edelmann. — Électromètre, IV, 48.
Eder (J.-M.). — Sensibilité des sels d'argent, IV, 185.
Edlund. — Induction unipolaire, IV, 243. — Électricité dans les gaz raréfiés, IV, 273.
Estienne. — Système télégraphique, IV, 85.
Ericsson (J.). — Moteur solaire et température du Soleil, IV, 49.
Exner (K.). — Vitesse de la lumière, IV, 468.
Flink (G.) et Brogger (W.-C.). — Cristaux du glucinium et du vanadium, IV, 235.
Fleischl (E).— Surface de l'onde lumineuse dans un champ magnétique, IV, 185.
Fossati (E.). — Aimants permanents, IV, 565.
Foussereau (G.). — Résistance électrique, IV, 189. — Resistance de l'alcool, IV, 450.
Foussereau et Bouty. — Méthode des courants alternatifs, IV, 419.
Frölich (G.).—Chaleur solaire, IV, 336.
Fromme. — Recuit et trempe, IV, 583.
Genocchi (G.). — Pendule, IV, 147.
Gernez (D.). — Surfusion du soufre, IV, 349.
Gerosa (G.). — Résistance électrique, IV, 564.
Giltay (J.-W.). — Polarisation des récepteurs, IV, 369.
Glazebrook (B.-T.). — Capacité des condensateurs, IV, 137.
Goldhammer (M.). — Décharges dans les gaz, IV, 596.
Gore. — Pile thermo-électrique, IV, 48.
Gouy. — Pouvoir rotatoire et double réfraction, IV, 149.
Gray (Th. et A.). — Galvanomètre à réflexion, IV, 48. — Galvanomètre astatique, IV, 48.

GROSHANS (J.-A.). — Poids spécifiques, IV, 285.
GUGLIELMO (Q.). — Résistance de l'étincelle, IV, 226.
GUGLIELMO et NACCARI. — Échauffement des électrodes, IV, 561.
GUTHRIE (F.). — L'eutexie, IV, 243.
GUYARD (A.). — Iodure d'argent, IV, 330.
HANKEL (W.). — Développement d'électricité, IV, 140.
HANSEMANN (G.). — Diffusion des gaz, IV, 518.
HASSELBERG (B.). — Second spectre de l'hydrogène, IV, 241.
HAZEN (H.). — Crépuscules colorés, IV, 92.
HELMHOLTZ (VON). — Moments magnétiques, IV, 238.
HENRICHSEN et WLEÜGEL. — Magnétisme des substances organiques, IV, 586.
HERTZ (H.). — Dimensions d'un pôle, IV, 325. — Équations de Maxwell, IV, 582.
HESEHUS. — Ampèremètre, IV, 599.
HOFFMANN (P.). — Écoulement de l'air, IV, 512.
HOOD (J.). — Absorption et interdiffusion des gaz, IV, 241.
HUGHES. — Balance magnétique, IV, 47.
HURION. — Effet thermique des étincelles, IV, 167. — Résistance du bismuth, IV, 171.
HUTCHESON et DOBBIE. — Poids spécifiques, IV, 242.
IBRAILEAN. — Aimantation, IV, 186.
IBRAILEEFF. — Nombre de vibrations, IV, 588.
JAMIN (J.). — Rayonnement nocturne, IV, 245.
JOUK (C.). — Diéthylamine, IV, 596.
KALKOWSKY (E.). — Réfraction conique, IV, 237.
KAMENSKY (C.). — Conductibilité électrique, IV, 240.
KEELER (J.-E.). — Absorption de la chaleur par l'acide carbonique, IV, 97.
KIRCHHOFF. — Diffusion des gaz, IV, 518.
KLEIN (W.). — Changements optiques dans les cristaux, IV, 235.
KLEMENCIC (I.). — Mesures électrostatiques et électromagnétiques, IV, 183.
KLOBUKOW (N. VON). — Densité de vapeur, IV, 177, 179.
KOHLRAUSCH (F.). — Distance polaire, IV, 584.
KOLLERT (J.). — Propriétés électriques des flammes, IV, 569.
KOLENKO (B. VON). — Pyro-électricité du quartz, IV, 232.
KOOSEN (J.-H.). — Action dépolarisante, IV, 373.
KÖNIG (A.). — Systèmes dichromatiques, IV, 322.
KÖNIG (A.) et DIETERICI. — Sensibilité de l'œil, IV, 323.
KRAIEWITSCH. — Minimum de déviation, IV, 589.
KRAMER (P.). — Descartes et la réfraction, IV, 144.
KRUGER. — Machine à influence, IV, 569.
KUNDT (A.). — Pyro- et piézo-électricité d'un cristal, IV, 240.
LANGLEY (S.-P.). — Absorption atmosphérique, IV, 95.
LASPEYRES (H.). — Recherches stauroscopiques, IV, 230.
LE CHATELIER et MALLARD. — Mélanges gazeux explosifs, IV, 59. — Dimorphisme de l'iodure d'argent, IV, 305.
LARMOR (J.). — Induction, IV, 373.
LAURENT (L.). — Appareil pour contrôler les surfaces courbes, IV, 361.
LERMANTOFF (W.). — Le Schichtmeister, IV, 594.
LECONTE (J.). — Mouvements de petits corps flottants, IV, 93.
LEHMANN. — Décharges dans les gaz, IV, 570.
LIPPMANN (G.). — Potentiel d'un système de bobines, IV, 448.
LIVEING et DEWAR. — Étude spectroscopique des explosions gazeuses, IV, 51. — Renversement des raies de l'hydrogène, IV, 51.
LODGE (O.-J.) et W. CLARK. — Corps vivement éclairés, IV, 240.
LOMMEL (E.). — Fluorescence du spath, IV, 535.
LOOMIS (E.). — Réduction du baromètre, IV, 94.
LORBERG (H.). — Électrostriction, IV, 569.
LOUDON. — Réfraction à travers les surfaces sphériques, IV, 475.
LUMMER (O.). — Phénomènes d'interférence, IV, 90.
MACÉ DE LÉPINAY (J.). — Diamètre d'un tube, IV, 35. — Double réfraction du quartz, IV, 159. — Spectres cannelés, IV, 261.

Mach (E.). — Photographie instantanée, IV, 184.
Mack (K.). — Pyro-électricité de la boracite, IV, 231.
Mallard et Le Chatelier. — Mélanges gazeux explosifs, IV, 59. — Dimorphisme de l'iodure d'argent, IV, 305.
Martini (T.). — Figures d'écoulement, IV, 339.
Mascart (E.). — Détermination de la valeur de l'ohm, IV, 101. — Machine de Gramme, IV, 341.
Mendeleff (D.). — Dilatation des liquides, IV, 330.
Mercadier (E.). — Vibrations des plaques, IV, 541.
Meslin (G.). — Gaz parfaits, IV, 132. — Force électromotrice et potentiel, IV, 225, 289.
Miers. — Hémiédrie, IV, 474.
Millar (W.-J.). — Fer à l'état solide et fondu, IV, 377.
Mills (E.). — Modification de la formule de Kopp, IV, 239. — Poids atomique, IV, 473.
Muller-Erzbach. — Force élastique, IV, 521.
Naccari et Guglielmo. — Échauffement des électrodes, IV, 561.
Neesen (F.). — Conductibilité électrique, IV, 576.
Neyreneuf (V.). — Vitesse du son, IV, 550.
Nicol (J.). — Équilibre des dissolutions salines, IV, 239.
Nichols (E.-L.). — Impressions sur la rétine, IV, 98.
Nipher (F.-E.). — Résistance électrique, IV, 94.
Nordenskiöld (A.-E.). — Aurores boréales, IV, 329.
Olszewski. — Densité et coefficient de dilatation de l'oxygène, IV, 184.
Oppolzer. — Pesanteur, IV, 184.
Overbeck (R.). — Thermo-électricité, IV, 572. — Oscillations électriques, IV, 574. — Actions magnétiques, IV, 585.
Pacinotti. — Magnétite, IV, 566.
Pagliani (S.) et Palazzo (L.). — Compressibilité, IV, 371.
Palazzo (L.) et Pagliani (S.). — Compressibilité, IV, 371.
Paquet (Em.). — Détermination du rapport $\frac{C}{c}$ des deux chaleurs spécifiques des gaz, IV, 30.
Parinaud et Duboscq (J.). — Intensités lumineuses, IV, 271.
Parize (P.). — Expérience d'hydrodynamique, IV, 87.
Pellat (H.). — Électrisation des nuages, IV, 18. — Force électromotrice de combustion, IV, 254.
Perkin (W.-H.). — Rotation magnétique, IV, 471.
Perry (J.) et Ayrton (W.-E.). — Interrupteur, IV, 92.
Petrouschewsky. — Photomètre, IV, 595. — Corps pulvérulents, IV, 598.
Pfeiffer (E.). — Conductibilité électrique, IV, 577.
Pinto (L.). — Distribution électrique, IV, 469. — Tension et potentiel, IV, 470.
Pisani. — Polarisation galvanique, IV, 576.
Piltschikoff. — Minimum de déviation, IV, 589. — Grêlons, IV, 598.
Poloni. — Élasticité et conductibilité, IV, 565.
Potier (A.). — Théorie du contact, IV, 220.
Quincke (G.). — Mesure des forces magnétiques, IV, 40.
Ramsay (W.) et Young (S.). — Pression de la vapeur, IV, 91. — Volumes moléculaires, IV, 471.
Rayleigh (Lord) et Sidgwick (Mme). — Polarisation magnétique, IV, 464.
Reicher (L.). — Fusion du soufre, IV, 233.
Reinold et Rucker. — Résistance électrique, IV, 469.
Riecke (E.). — Chaînette électrodynamique, IV, 583.
Rogowsky (E.). — Atmosphère terrestre, IV, 592. — Atmosphère des planètes, IV, 592.
Roiti. — Capacité d'un condensateur, IV, 561. — Résistance électrique, IV, 562.
Romilly (F. de). — Appareil à faire le vide, IV, 366.
Röntgen (W.-C.). — Absorption par la vapeur d'eau, IV, 181. — Viscosité, IV, 519. — Absorption de la chaleur, IV, 529.
Rosenberg. — Minimum de déviation, IV, 589.
Röther. — Constantes capillaires, IV, 520.
Rowland. — Ébranlement électromagnétique, IV, 241.

Rucker et Reinold. — Résistance électrique, IV, 469.
Sachs (J.) et Warburg (E.). — Viscosité, IV, 519.
Schneebeli (H.). — Chaleur rayonnante, IV, 527.
Schrauf (A.). — Trimorphisme de l'oxyde de titane, IV, 236.
Schumann (O.). — Frottement des gaz, IV, 512.
Schwedoff. — Météorites, IV, 599.
Sidgwick (Mme) et Rayleigh (Lord). — Polarisation magnétique, IV, 464.
Sieben (G.). — Indices de réfraction, IV, 534.
Siemens (W.). — Théorie du magnétisme, IV, 426. — Unité de lumière, IV, 533.
Sleeman (Ph.). — Prisme polariseur de Feussner, IV, 50.
Slouguinoff. — Théorie des dimensions, IV, 591.
Smith (F.). — Ombres électriques, IV, 47.
Smyth (Piazzi). — Cyanogène dans l'étincelle d'induction, IV, 55.
Soret. — Diapason, IV, 506.
Stefan. — Coefficients d'induction de bobines, IV, 583.
Stenger (F.). — Conductibilité calorifique de la tourmaline, IV, 522.
Stracciati et Bartoli. — Formule de Mendeleeff, IV, 559. — Températures critiques, IV, 560.
Terquem (A.). — La Science romaine, IV, 384.
Terquem et Damien. — Décharges disruptives, IV, 457.
Thompson (C.) et Wright (A.). — Pile à deux iquides IV, 139.
Thompson (S.-P.). — Ombres électriques, IV, 47. — Support isolan , IV, 47.
Thomson (J.-J.). — Combinaisons chimiques des gaz, IV, 474.
Thomson (Sir W.). — Compas magnétique gyrostatique, IV, 378.
Tollens (B.). — Pouvoir rotatoire, IV, 181.
Töpler. — Intensité horizontale, IV, 587.
Trouton (F.). — Chaleur latente, IV, 474.
Turpin et Warrington. — Viscosité de la glace, IV, 474.
Tyndall (J.). — Ressemblance entre l'acide carbonique et le sulfure de carbone, IV, 50. — Arcs-en-ciel, IV, 238.
Waasmuth (A.). — Chaleur dégagée pendant l'aimantation, IV, 189.
Vaschy. — Théorie des téléphones, IV, 124.
Warrington et Turpin. — Viscosité de la glace, IV, 474.
Waltenhofen (A.-V.). — Thermo-électricité, IV, 572.
Warburg (E.) et Sachs (J.). — Viscosité IV, 519.
Weber (W.). — Pendule réversible, IV, 510.
Weber (C.-L.). — Thermo-électricité, IV, 573.
Weinstein. — Potentiel d'une bobine, IV, 583.
Welten (A.-V.). — Chaleur spécifique, IV, 521.
Wesendonck (K.). — Diathermancie de l'esculine, IV, 533. — Spectres du fluorure de silicium, IV, 534.
Wild (H.). — Courants telluriques, IV, 244.
Winkelmann (A.). — Diffusion des gaz et des vapeurs, IV, 514, 517.
Witz (A.). — Mélanges tonnants, IV, 311.
Wleugel (S.) et Henrichsen. — Magnétisme des substances organiques, IV, 586.
Wolkoff. — Minimum de déviation, IV, 589.
Worthington (A.-M.). — Tension superficielle, IV, 466. — Multiplicateur capillaire, IV, 467.
Wright (A.) et Thompson (C.). — Pile à deux liquides, IV, 139.
Wroblewski (S. von). — Liquéfaction des gaz, IV, 316.
Wullner (A.). — Théorie de la dispersion, IV, 324.
Young (S.) et Ramsay (W.). — Pression de la vapeur, IV, 91.
Zilosf. — Minimum de déviation, IV, 589.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DU TOME QUATRIÈME

DE LA 2e SÉRIE [1].

Mécanique et Pesanteur.

PESANTEUR, GRAVITATION. — *Weber*. Pendule réversible, IV, 510. — *Petrouchewsky*. Amas pulvérulents, IV, 598. — *D'Auria*. Ellipticité planétaire, IV, 474.

MÉCANIQUE GÉNÉRALE ET APPLIQUÉE. — *Thomson*. Modèle gyrostatique de compas magnétique, IV, 378. — *Parize*. Expérience d'Hydrodynamique, IV, 87. — *De Romilly*. Appareil à faire le vide, IV, 366. — *Mach*. Photographie instantanée, IV, 184.

Actions moléculaires. — Phénomènes physico-chimiques.

COMPRESSIBILITÉ DES LIQUIDES. — *Pagliani* et *Vicentini*. Compr. de l'eau, IV, 289. — *Pagliani* et *Palazzo*. Compr. des mélanges d'alcool et d'eau, IV, 371.

CAPILLARITÉ. — *Rother*. Constantes capillaires, IV, 520. — *Worthington*. Gouttes, IV, 466; Multiplicateur capillaire, IV, 467. — *Leconte*. Mouvement des corps flottants, IV, 93.

VISCOSITÉ. — *Röntgen, Warburg* et *Sachs*. Viscosité des liquides, IV, 519. — *Hofmann*. Écoulement de l'air, IV, 512. — *Schumann*. Frottement intérieur des gaz et des vapeurs, IV, 512.

DIFFUSION. — *Winkelmann*. Diffusion des gaz et des vapeurs, IV, 514; Diffusion des éthers, IV, 517. — *Hansemann, Kirchhoff*. Diffusion des gaz à travers une paroi poreuse, IV, 518. — *Hood*. Absorption et diffusion, IV, 241.

DISSOLUTION. — *Nicol*. Équilibre des dissolutions salines, IV, 239. — *Bender*. Dissolutions équivalentes, IV, 520.

PHÉNOMÈNES PHYSICO-CHIMIQUES. — *Carnelley*. Loi de périodicité, IV, 473. — *Mills*. Numerics, *ibid*. — *Ramsay*. Volumes moléculaires, IV, 471. — *Guthrie*. Eutexie, IV, 243. — *Müller-Erzbach*. Dissociation des sels hydratés, IV, 521. — *Thomson*. Dissociation, IV, 474. — *Mallard* et *Le Châtelier*. Dimorphisme de AgI, IV, 305. — *Guyard*. Iodure d'azote, IV, 331. — *Gernez*. Surfusion cristalline, IV, 349. — *Tyndall*. Ressemblance de l'acide carbonique et du sulfure de carbone, IV, 30.

---

[1] La Table des Tomes I, II et III se trouve à la fin du Tome III.

Acoustique.

Vitesse de propagation, Réflexion, Hauteur du son, etc., — *Dixon*. Vitesse des explosions, IV, 472. — *Blaikley*. Vitesse du son, IV, 284. — *Neyreneuf*. Vitesse du son dans la vapeur d'eau, IV, 550. — *Soret*. Diapason, IV, 506. — *Israïleff*. Mesure du nombre de vibrations, IV, 588. — *Compton*. Méthode pour enregistrer les vibrations d'un diapason, IV, 93. — *Mercadier*. Vibrations des lames, IV, 541. — *Rayleigh*. Expérience, IV, 240.

Chaleur.

Dilatation. — *Mendeleeff*. Formule, IV, 330. — *Avenarius*. Formule, IV, 587. *Schrauf*. Dilatation de l'oxyde de titane, IV, 236. — *Jouk*. Volume de la diéthylamine, IV, 596.

Poids spécifiques. — *Dobbie et Hutcheson*. Poids spécifiques, IV, 242. — *Groshans*. Poids spécifiques des solides et de leurs dissolutions, IV, 285. — *Blümcke*. Poids spécifiques sous de hautes pressions, IV, 511. — *Klobukow*. Densités de vapeur, IV, 177 et 179.

Chaleurs spécifiques. — *Velten*. Chaleur spécifique de l'eau, IV, 521. — *Pâquet*, $\frac{C}{c}$, IV, 30. — *Amagat, id.*, IV, 174.

Évaporation, ébullition. — *Mills*. Points d'ébullition, IV, 239. — *Ramsay* et *Young*. Influence de l'état solide ou liquide sur l'évaporation, IV, 91.

Liquéfaction, point critique. — *Cailletet*. Liquéfaction des gaz, IV, 293; appareil pour la solidification de l'acide carbonique, IV, 122. — *Dewar*. Liquéfaction de l'oxygène, IV, 321. — *Olszewski*. Densité de l'oxygène, IV, 184. — *Wroblewski*. Usage de l'oxygène bouillant, IV, 316.

Fusion. — *Mills*. Point de fusion, IV, 239. — *Millar*. Observations, IV, 377. — *Turpin* et *Warrington*. Viscosité de la glace, IV, 474.

Chaleurs latentes, Chaleurs de combinaison. — *Bouty*. Chaleurs latentes, IV, 26. — *Trouton*. Chaleurs latentes, IV, 474. — *Mallard* et *Le Châtelier*. Mélanges explosifs, IV, 59. — *Witz*. Mélanges tonnants, IV, 311.

Thermodynamique. — *Bouty*. Chaleurs latentes et chaleurs spécifiques des vapeurs saturées, IV, 26 et 28. — *Meslin*. Définition des gaz parfaits, IV, 132. — *Berthelot*. Principe du travail maximum, IV, 335. — *Reicher*. Transformation du soufre, IV, 233. — *Lodge* et *Clark*. Espace sombre autour d'un corps incandescent, IV, 240. — *Boltzmann*. Quantité de travail et action chimique, IV, 523; application au rayonnement des principes de la Thermodynamique, IV, 525.

Conductibilité. — *Stenger*. Conductibilité de la tourmaline, IV, 522.

Optique. — Radiations.

Optique géométrique. — *Laurent*. Appareil pour contrôler les surfaces, IV, 361. — *Kraiewitsch, Zilow, Wolkoff, Rosenberg, Piltschikoff, Lermantoff*. Minimum de déviation du prisme, IV, 589. — *D'Ocagne*. Formule des lentilles, IV, 554. — *Loudon*. Surfaces sphériques, IV, 475. — *Battelli*. Système catadioptrique, IV, 283.

Indices de réfraction. — *Bleekrode*. Indices des gaz liquéfiés, IV, 109. —

Christiansen. Corps finement divisés, IV. 533. — *Sieben*. Corps à dispersion anormale, IV. 534. — *Dufet*. Indices et température, IV, 389; Loi de Gladstone, IV, 577 et 535.

Photométrie. — *Siemens*. Unité de lumière, IV, 533. — *Petrouchewsky*. Photomètres scolaires, IV, 595. — *Parinaud* et *Duboscq*. Intensités colorées, IV, 271.

Spectres d'émission et d'absorption. — *Duhem*. Renversement des raies, IV, 221. — *Wesendonck*. Spectre du fluorure de silicium, IV, 534.— *Liveing* et *Dewar*. Étude spectroscopique des explosions gazeuses, IV, 51; Renversement des raies de l'hydrogène, IV, 51. — *Hasselberg*. Second spectre de l'hydrogène, IV, 241. — *Crookes*. Matières radiantes, IV, 333.

Chaleur rayonnante. — *Christiansen*. Émission, IV, 528. — *Röntgen*. Absorption par la vapeur d'eau, IV, 181, 529. — *Keeler*. Absorption par l'acide carbonique, IV, 97. — *Wesendonck*. Diathermancie de l'esculine, IV, 533. — *Boltzmann*. Loi de Stefan, IV, 526. — *Bottomley*. Influence de la dimension du corps qui se refroidit, IV, 373. — *Wüllner*. Extension au spectre infra-rouge de la théorie de la dispersion, IV, 325.

Actinisme. — *Eder*. Action de la lumière sur les sels haloïdes d'argent, IV, 185.

Fluorescence. — *Lommel*. Fluorescence du spath, IV, 535.

Optique physiologique. — *König* et *Dieterici*. Sensibilité de l'œil normal, IV, 323. — *Nichols*. Durée des impressions, IV, 98. — *König*. Couleurs dichromatiques, IV, 323. — *Cazes*. Stéréoscopie, IV, 314.

Interférences. — *Lummer*. Phénomène d'interférence, IV, 90. — *Macé de Lépinay*. Application des spectres cannelés, IV, 261.

Polarisation, Double réfraction. — *Sleemann*. Prisme polariseur, IV, 50. — *Exner*. Double réfraction des quartz, IV, 468. — *Macé de Lépinay*. Dispersion de double réfraction du quartz, IV, 159. — *Bertin*. Photographie des franges, IV, 333.

Polarisation rotatoire. — *Gouy*. Pouvoir rotatoire et double réfraction, IV, 149. — *Tollens*. Sucre de canne, IV, 181.

Cristallographie, Optique. — *Laspeyres*. Recherches stauroscopiques, IV, 230. *Klein*. Changements optiques sous l'influence de la chaleur, IV, 235. — *Brogger* et *Flink*. Cristaux de glucinium et de vanadium, IV, 235. — *Kalkowsky*. Plaque biaxe perpendiculaire à un axe optique, IV, 237. — *Miers*. Hémiédrie de la cuprite, IV, 474.

Applications. — *Macé de Lépinay*. Mesure du diamètre d'un tube, IV, 35.

Électricité et magnétisme.

Production d'électricité. — *Potier*. Théorie du contact, IV, 220. — *Kruger*. Courant des machines, IV, 569. — *Pellat*. Force électromotrice de combustion, IV, 254. — *Kollert*. Propriétés des flammes, IV, 569. — *Hankel*. Électricité produite dans les dégagements gazeux, IV, 140. — *Mack*. Pyro-électricité de la boracite, IV, 231. — *Kolenko*. Pyro-électricité du quartz, IV, 232. — *Kundt*. Phénomènes pyro- et piézo-électriques, IV, 240.

Électricité en équilibre. — *Pinto*. Tension et potentiel, IV, 470; partage de l'électricité entre deux sphères, IV, 469.

Diélectriques. — *Von Bezold*. Charge et conductibilité diélectriques, IV, 566; réfraction des lignes de force et de courant, IV, 567. — *Lorberg*. Électrostriction, IV, 569.

Phénomènes thermo-électriques et électrothermiques. — *Budde*. Thermo-électricité, IV, 571. — *Overbeck*. Substance unique, IV, 572. — *Waltenhofen*. Pile dissymétrique, IV, 572. — *Battelli*. Thermo-électricité des alliages, IV, 280. — *Weber*. Thermo-électricité des amalgames, IV, 573. — *Bidwell*. Relations de l'effet Thomson, IV, 279.

Électrolyse, polarisation. — *Cohn*. La loi de Ohm est-elle applicable aux électrolytes? IV, 575. — *Pisani*. Polarisation, IV, 576.

Piles. — *Carhart*. Relation entre la force électromotrice du Daniell et la concentration, IV, 98. — *Alder Wright* et *Thomson*. Pile de Daniell et analogues, IV, 139. — *Koosen*. Action dépolarisante du brome, IV, 373. — *Czapski*. Variation de la force électromotrice avec la température et énergie libre, IV, 578.

Conductibilité électrique. — *Cailletet* et *Bouty*. Métaux, IV, 297. — *Kamensky*. Alliages, IV, 240. — *Weber*. Amalgames, IV, 573. — *Bouty* et *Foussereau*. Méthode des courants alternatifs, IV, 419. — *Neesen*. Méthode pour les électrolytes, IV, 576. — *Foussereau*. Résistance des isolants, IV, 189; résistance de l'alcool, IV, 450. — *Pfeiffer*. Acide carbonique, IV, 577. — *Boekmann*. Contact de microphone, IV, 577. — *Edlund*. Conductibilité du vide, IV, 273.

Électromagnétisme. — *V. Boys*. Phénomène magnéto-électrique, IV, 88. — *Hertz*. Électrodynamique, IV, 582. — *Riecke*. Chaînette électrodynamique, IV, 583. — *Reinold* et *Rücker*. Amincissement d'une lame liquide, IV, 469.

Phénomène de Hall. — *Sh. Bidwell*. Phénomène de Hall, IV, 49. — *Hurion*. Bismuth dans un champ magnétique, IV, 171.

Induction. — *Larmor*. Induction, IV, 237. — *Borgmann*. Changement de durée des courants d'induction, IV, 237. — *Lippmann*. Potentiel d'un système de bobines, IV, 448. — *Weinstein, Stefan*. Calcul du potentiel de bobines, IV, 583. — *Mascart*. Méthode de l'amortissement, IV, 101. — *Oberbeck*. Oscillations électriques, IV, 574. — *Vaschy*. Théorie des appareils téléphoniques, IV, 124.

Mesures électromagnétiques. — *Hertz*. Dimensions d'un pôle, IV, 325. — *Slouguinoff*. Dimensions, IV, 591. — *Meslin*. Dimensions, IV, 225 et 280. — *Klemencik*. Valeur de v, IV, 183. — *Benoît*. Étalons de l'ohm, IV, 5. — *Von Beetz*. Éléments normaux, IV, 43. — *Gore*. Pile étalon, IV, 49. — *Nipher*. Expression de la résistance en fonction d'une vitesse, IV, 94. — *Mascart*. Méthode de l'amortissement, IV, 101. — *Glazebrook*. Mesure de la capacité d'un condensateur, IV, 137. — *Quincke*. Mesure des forces magnétiques par des pressions, IV, 40. — *Helmholtz*. Moments magnétiques par la balance, IV, 238.

Instruments. — *S. Thompson*. Support isolant, IV, 48. — *Hughes*. Balance magnétique, IV, 48. — *Edelmann*. Électromètre, IV, 48. — *Ayrton* et *Perry*. Interrupteur, IV, 92. — *Gray*. Galvanomètre, IV, 48. — *Chattock*. Constante d'un électrodynamomètre, IV, 239. — *Hesehus*. Ampéremètre, IV, 599.

Étude expérimentale du magnétisme. — *Siemens*. Théorie du magnétisme, IV, 426. — *Ibraïlean*. Pression et aimantation, IV, 186. — *Fromme, id.*, IV, 583. — *Bakmetieff, id.*, IV, 597. — *Waasmuth*. Chaleur par l'aimantation, IV, 182. — *Bakmetieff*. Actions thermiques du magnétisme, IV, 593. — *Neesen*. Influence de l'aimantation sur la conductibilité, IV, 576. — *Oberbeck*. Actions magnétiques des oscillations électriques, IV, 585. — *Kohlrausch*. Distance polaire, etc. IV, 584. —

Wleügel et *Henrichsen*. Magnétisme des substances organiques, IV, 586. — *Bosanquet*. Électro-aimants, IV, 244. — *Mascart*. Machine Gramme, IV, 341. — *Giltay*. — Polarisation des récepteurs téléphoniques, IV, 369.

Décharges électriques. — *Terquem* et *Damien*. Décharge dans les solides et les liquides, IV, 457. — *Hurion*. Effet thermique des étincelles, IV, 167. — *Guglielmo*. Force électromotrice et résistance de l'étincelle, IV, 226. — *Goldstein*. Décharge dans les gaz, IV, 226. — *Lehmann, id.*, IV, 570. — *Goldhammer, id.*, IV, 596. — *Piazzi Smith*. Cynanogène dans la décharge, IV, 50. — *S. Thompson, Smith*. Ombres électriques, IV, 47.

Electro-optique. — *Becquerel*. Pouvoir rotatoire magnétique, IV, 437. — *Rayleigh* et *Sidgwick, id.*, 464. — *Arons, id.*, IV, 465. — *Perkins*. Composés, IV, 471. — *Boostwich*. Influence de la lumière sur la résistance des métaux, IV, 35. — *Cornu*. Onde lumineuse dans un champ magnétique, IV, 247. — *Fleischl*. Déformation de l'onde dans un champ magnétique, IV, 185. — *Rowland*. Propagation d'un ébranlement et théorie dynamique de la lumière, IV, 247.

Applications. — *Brackett*. Mesure du travail, IV, 92. — *Etienne*. Système télégraphique, IV, 85. — *Blavier*. Orages et lignes souterraines, IV, 553.

Météorologie. — Physique du globe.

Physique de l'atmosphère. — *Rogowsky*. Structure de l'atmosphère, IV, 592. — *Jamin*. Rayonnement nocturne, IV, 245. — *Cornu*. Couronne, IV, 53. — *Hazen*. Crépuscules colorés, IV, 92. — *Langley*. Absorption atmosphérique, IV, 95. — *Tyndall*. Arc-en-ciel, IV, 238. — *Pellat*. Electrisation des nuages, IV, 18. — *Blavier*. Orages et lignes souterraines, IV, 553.

Instruments et observations météorologiques. — *Angström*. Géothermomètre, IV, 46. — *Loomis*. Réduction au niveau de la mer, IV, 94. — *Bourbouze*. Hygromètres, IV, 425. — *Piltschikoff*. Grêlons, IV, 598. — *Ericsson*. Moteur solaire et température du Soleil, IV, 49. — *Fröhlich*. Chaleur solaire, IV, 336. — *Angot, id.*, 459. — *Pellat*. Potentiel de l'air, IV, 254.

Physique terrestre. — *Croll*. Changements séculaires des climats, IV, 238. — *Töpler*. Mesure de l'intensité horizontale, IV, 242. — *Bosanquet*. Composante horizontale à Oxford, IV, 242. — *Wild*. Courants telluriques, IV, 244. — *Nordenskiöld*. Aurore boréale, IV, 329.

Physique céleste. — *Rogowsky*. Atmosphère des planètes, IV, 592. — *Schwedoff*. Echauffement des météorites, IV, 599.

Histoire de la Physique.

Terquem. La Science romaine, d'après Vitruve, IV, 384. — *Genocchi*. Pendule de Foucault, IV, 146. — *Lermantoff*. Le Schichtmeister Polsunoff, IV, 594. — *Kramer*. Descartes et la loi de la réfraction, IV, 144.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE.

10589 Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.